ANNALI
DI
GEOFISICA

RIVISTA DELL'ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA

Fondata da ANTONINO LO SURDO

VOL. VI - 1953

ROMA

INDICE GENERALE

INDICE DEGLI AUTORI

THE RIGIDITY OF THE EARTH'S INNER CORE

K. E. Bullen

1. The purpose of this paper is to examine and assess, in the light of recent evidence, the theory that the Earth's inner core has a significant rigidity.

The presence of an inner core in the Earth is revealed from observations of the seismic phase *PKP* in the « shadow zone » for which the epicentral distance Δ lies in the range $105^\circ < \Delta < 143^\circ$. Miss I. Lehmann (1) in 1936, followed by Gutenberg and Richter (2) in 1938, attributed these observations to the presence of an inner core; and Jeffreys (3) in 1939 applied Airy's theory of diffraction near a caustic to show that the alternative theory of diffraction round the outer boundary of the central core was not capable of explaining the observations in the shadow zone. The existence of the inner core has been fairly generally accepted since this calculation of Jeffreys.

2. The work of Jeffreys (4) on the P — velocity, α say, in the central core favours the view that the inner core is composite, consisting of an outer region F (5) occupying the range 1250 km $< r <$ 1390 km, where r denotes the distance from the centre, and an inner region G of radius 1250 km; (the region E refers to the outer part of the core, for which 1390 km $< r <$ 3470 km; and the region D to that part of the mantle for which 3470 km $< r <$ 5400 km, approx.). In the solution given by Jeffreys, the value of α in F decreases with increase of depth from 10.44 km/sec to 9.5 km/sec (the latter figure corresponds to a rate of decrease of α taken arbitrarily to be linear by Jeffreys), while, in G, α increases slowly from 11.16 km/sec at the boundary to 11.3 km/sec at the centre; across the boundary between F and G, there is a discontinuous jump in α. The existence of the region F in which the velocity gradient is negative is not accepted by all authors, for example Gutenberg (6); (the existence of F rests on a hypothesis of reflection at the inner core

boundary which Jeffreys considers may well be true in the light of various supporting evidence).

Gutenberg's velocity distribution, on the other hand, gives a steady increase of α from 8.0 km/sec at the outer boundary of the central core to 10.1 km/sec at $r = 1250$ km, then a sharp increase in the gradient of α, with no discontinuous change in α itself, resulting in a value of $\alpha\alpha$ equal to 11.2 km/sec at about $r = 1000$ km; from here to the centre, Gutenberg finds to be nearly constant.

3. Following calculations ([7]) on the pressure and density distributions in the Earth, the present writer noted ([8]) in 1946 that the indicated values of dk/dp, where k denotes the incompressibility and p the pressure, were not sensibly different in the outer part of the central core from the values in the lower mantle down to a depth of 2700 km. (This result is indicated most clearly by consideration of the relation

$$dk/dp = 1 - g^{-1} d\phi/dr \ ,$$

which applies to a homogeneous material, where g denotes the acceleration due to gravity, $\phi = \alpha^2 - 4\beta^2/3$, and β denotes the S — velocity). Moreover, the change in k itself was so small as to be not necessarily significant. All well-established geophysical data could in fact be fitted by assuming that k and dk/dp change smoothly between the mantle and the core. At the same time, it was noted that the materials of the mantle and core are widely different in respect of the density ϱ and rigidity μ. Further, in 1946, it was widely accepted that the chemical compositions of the mantle and core are distinct, that the mantle is composed of ultrabasic rock, and the outer core of iron or nickel-iron. And, in addition, laboratory investigations at high pressure had shown that, in general, the differences in the compressibilities of different materials diminish with increasing pressure.

It these circumstances, the writer proposed as a trial working hypothesis ([5, 8, 9]) that:

a) the compressibility of a material and its pressure gradient are independent of chemical composition at pressures and temperatures of the order of those prevailing in the Earth's deep interior (say below a depth of 1000 km).

4. When the hypothesis (*a*) was first set down, it had not been envisaged that there would soon be a serious challenge to the view

that the mantle and outer core are chemically distinct. Following work of Kronig, de Boer and Korringa ([10]), however, Ramsey ([11]) and the writer ([12]), on the basis of planetary data, have held that there is a probability that the region E consists essentially of a pressure modification of ultrabasic rock; (Ramsey, but not the present writer, holds that the inner core, also, is caused by pressure). Several authors, notably Elsasser ([13]), Urey ([14]) and Birch ([15]), have put forward opposing arguments to the modified-utrabasic-rock core theory, but the opposing arguments themselves have been shown ([16, 17]) to be subject to several weaknesses; the present writer's view is that it is still at least moderately probable that the region E and the mantle are not sharply distinct chemically. In these circumstances, the original hypothesis (*a*) is possibly too broad a generalisation, so that it becomes necessary ([18,] page 58) to consider the less general hypothesis that:

b) a phase transition occurs at the boundary between the regions D and E of the Earth and leaves the compressibility and its pressure gradient unchanged on the two sides of the boundary.

At the same time it needs to be remarked that k, if determined by the relation $k/\varrho = dp/d\varrho$, would be discontinuous at the transition point itself, so that there are no *a priori* physical grounds for expecting (*b*) to hold. Thus, on the emprical evidence stated in Section 3, (*a*) may well still be a fair approximation for a class of materials whose representative atomic number is close to that of the region E.

5. On the hypothesis (*a*), it is to be expected that the values of k and dk/dp in the regions F and G are close to those at the base of E. This would, however, be impossible on the results of Jeffreys for the P — velocity α if the inner core is fluid; (we ignore the extremely improbable happening that the density decreases with increase of depth in this part of the Earth). On the Jeffreys data, α increases suddenly at $r = 1250$ km by 15 per cent, so that if the inner core were composed of fluid for which $k = \varrho\alpha^2$, there would be at least a 32 per cent jump in k across the boundary. If, on the other hand, the inner core possesses significant rigidity μ, with

$$k + 4\,\mu/3 = \varrho\alpha^2 \;,$$

then k will remain continuous across the boundary if μ has a value equal to about 25 per cent of that of k in the inner core. The hypothesis (*a*), in conjunction with the data of Jeffreys, thus leads to the theory, stated in 1946 and developed in 1949 and 1950 (8, 9, 18),

that the Earth's inner core is solid in the sense that description of its elastic behaviour under stresses of periods of a few seconds requires the presence of a rigidity parameter of order 3.6×10^{12} dyn/cm^2. This conclusion has received support in further work of Ramsey ([19]).

The diminution of α with increase of depth found by Jeffreys in the region F, in conjunction with the relation $k = \rho\alpha^2$, incidentally entails that, in F, either ρ increases rapidly or else k diminishes rapidly. On the hypothesis (a), the former alternative is preferred, the total increase in ρ in F being 25 per cent. Also the relatively low gradient of α inside G entails that the average density gradient in G is more than twice as great as the density gradient in the region E.

6. A consequence of rigidity in the inner core is that the inner core could transmit S seismic waves. On the basis of the Jeffreys data and the hypothesis (a), theoretical tables for a seismic phase *PKJKP* have been constructed ([20]), where the symbol J corresponds to S waves in the inner core. Companion energy calculation ([21]) show, however, that such a phase could be only on the border of observability. A comprehensive survey by Burke-Gaffney ([22]) of the whole series of seismograms recorded at the Riverview College Observatory between 1909 and 1952 shows that none of these seismograms quite conforms to the theoretical requirements for a firm identification of the phase *PKJKP*, though a few observations could contribute to a wider statistical examination which would include data from a number of observatories. Further, the unknown character of the region F leaves it possible that the energy in any S waves generated in G would be even less than the energy calculated ([21]) on the assumed boundary conditions. It follows that the rigidity of the inner core can at best be established by this direct seismic method only through intensive studies of seismograms followed by the use of searching statistical significance tests.

7. In the meantime, it is desirable to examine the sources of evidence for a solid inner core in some further detail. Points on which further investigation can usefully be made at present include:

i) a comparison of the effects of using Gutenberg's and Jeffreys' observational data on α in the inner core;

ii) questions arising from the forms that the compressibility-pressure hypothesis might take;

iii) the bearing on the problem of quantum-mechanical data at extremely high pressures.

8. In considering (*i*), it will be sufficient to make an approximate calculation based on Gutenberg's velocity data quoted in Section 2.

We shall represent this data by

$$\alpha^2 = 11.2^2 - a(r - 1000)^2 , \qquad [1]$$

where

$$a = (11.2^2 - 10.1^2)/250^2 ,$$

taking $d\alpha/dr$ to be zero at $r = 1000$ km, and taking the km and sec as units. The equation [1] yields 0.19 km/sec² for the magnitude of $d\alpha^2/dr$ when r is just less than 1250 km, as against 0.019 km/sec² when r is just greater than 1250 km, and implies that the magnitude of $d\{(k + 4\mu/3)/\varrho\}dr$ suddenly increases (as the depth increases) by a factor of ten at $r = 1250$ km. On the hypothesis (*a*), it would follow that, while μ and its gradient are zero in the fluid region above $r = 1250$ km, $|d(4\mu/3\varrho)/dr|$ changes to the value 0.17 km/sec² just below; i.e. $|d(\mu/\varrho)dr|$ suddenly rises from zero to 0.13 km/sec². Assuming for β^2 $(=\mu/\varrho)$ a form similar to [1], we then obtain for 1000 km $< r <$ 1250 km

$$\beta^2 = \beta_0^2 - b\,(r - 1000)^2,$$

where

$$b = 0.13/500,$$

and β_0 is the S — velocity at $r = 1000$ km. Since β is here being taken as zero at $r = 1250$ km, we then have $\beta_0 \backsim 4.0$ km/sec at $r = 1000$ km.

Previous work using the data of Jeffreys had yielded $\beta_0 = 4.8$ km/sec. The Jeffreys data had involved an increase in ϱ from 12 to 15 g/cm³ in the region F (see Section 5). If we ignore the possibility of an abnormal increase in density in the range 1000 km $< r <$ 1250 km (such increase is neither indicated nor precluded on Gutenberg's data), then the relation $\mu = \varrho\beta^2$ would, on the hypothesis (*a*) and Gutenberg's data, yield a value of μ at $r = 1000$ km equal to 2.0×10^{12} dyn/cm², approximately, i.e. 0.6 of the value yielded on the Jeffreys data. If an abnormal density increase were present, the yielded rigidity would of course be greater. Thus, on the hypothesis (*a*) and Gutenberg's data, the minimum rigidity in the innermost 1000 km of the Earth appears to be about 2.0×10^{12} dyn/cm². This value is still comparable with the rigidity of the mantle, and is appreciably greater than that of surface rocks.

Between $r = 1000$ km and the centre, Gutenberg's data would, on the hypothesis (*a*), yield a slightly higher density gradient than the Jeffreys data because of the less velocity gradient, but the density reached at the centre need not be much greater than 15 g/cm^3. This is closer to the figure preferred by Birch ([15]), although Gutenberg's data do not preclude an appreciably higher value.

A further point is that whereas the main change in μ would take place suddenly on the Jeffreys data, it is only the gradient of μ that would change suddenly on the Gutenberg data, the change in μ being spread over 250 km. The boundary conditions of the inner core would then be very different from those assumed in the energy calculations ([21]) for *PKJKP*, and the energy transformed into *S* waves in the inner core would be very much less. Thus, if Gutenberg's velocity distribution is approximately correct, the phase *PKJKP* is quite unobservable, and it would not be possible to establish the rigidity of the inner core directly by observations of these waves.

9. The point (*ii*) of Section 7 on the possible limitations of the hypothesis (*a*) of Section 3 will now be considered in relation to the inner core.

If the view of Elsasser, Urey and Birch that the region *E* consists of iron is substantiated, then the hypothesis (*a*) remains, as in 1946, an important working hypothesis. It is likely to be reliable at least to the extent that, for atomic numbers between about 18 and 29, k and dk/dp at pressures of 1.3 million atmospheres differ by not more than the uncertainties in k and dk/dp in the writer's Earth model A ([5, 18]). In Model A, the formal solution gave a reduction (not necessarily significant) of 5 per cent in k at the boundary between the regions *D* and *E*. Ramsey ([12, 19]) prefers a greater change in k at this boundary, but his argument involves deviation from homogeneity in the region *D* to an extent that Birch ([15]) regards as improbable. Ramsey ([19]) finds dk/dp for the mantle and core to be about the same, namely 3.7 and 3.5-3.8, respectively, while the writer's estimates yield 3.2-3.3 near the base of the mantle, and the same or a little less at the top of the core. Birch ([15]), on independent grounds, finds the value in the mantle to be 3.3. In these circumstances, application of the hypothesis (*a*) to the inner core probably does not lead to errors in k and dk/dp of more than the order of 5 per cent.

On the assumption that the region *E* consists of iron, and in the

light of cosmic abundance data for elements, it is strongly probable that any deviation from the hypothesis (*a*) will involve changes of k between E and G smaller than between D and E, and therefore much smaller than would be required to bring the value of μ obtained in Section 5 down to zero. A 5 per cent jump in k near the boundary of G would still require the rigidity μ in the inner core to be nearly 3.1×10^{12} dyn/cm^2 on the Jeffreys data.

If, on the other hand, the region E consists of modified ultrabasic rock, the remarks in Section 4 become relevant. On the view of Ramsey that the region G is not chemically distinct from either E or D, the expected change in k between E and G would not be greater than between D and E, and the argument favouring rigidity in G is essentially unchanged. But the case favoured by the writer on present evidence ([16, 23, 24]), in which G consists of iron or denser materials while E has the same chemical composition as the ultrabasic-rock material of D, is more difficult. The remark in the last paragraph of Section 4 shows that there is still some probability that the value of k in G is very close to that in the lower part of E, but a less general hypothesis than (*a*), closer to (*b*) of Section 4, would not lead of itself to any inference on the rigidity of G, and further considerations are desirable.

10. Such further considerations come from the point (*iii*) of Section 7; this supplements the argument in Section 9 in cases in which an estimate of the rigidity is yielded, and also goes some distance towards filling the gap in the more difficult case.

Several authors, including Jensen ([25]), Feynman, Metropolis and Teller ([26]), have considered the compressibility-pressure relations for Thomas-Fermi-Dirac gas models. Jensen, Elsasser ([13]) and the writer ([17]) have discussed the bearing of relevant parts of the results on the composition of the Earth's core. Elsasser quotes data at pressures of the order of 10 to 30 million atmospheres, according to which k increases by 8 per cent when the atomic number Z changes from 18 to 36. The pressure, p_1 say, at the boundary of the region G is approximately 3.2 million atmospheres, and Elsasser's comparison of experimental results of Bridgman with the theoretical high-pressure results indicates about the same proportionate change of k with Z at the pressure p_1 as at the higher pressures. The writer has amended certain parts of Elsasser's work, and finds that Bridgman's results,

geophysical data and the Feynman data are well fitted together by taking smaller values of k at the pressure p_1 than those assumed by Elsasser; this procedure raises the proportionate change in k when Z changes from 18 to 36 to about 12 per cent at the pressure p_1. Most theories of the composition of the Earth's core require the difference in Z between the outer part of the region G and the base of E to be nearly zero; the writer's theory, referred to in Section 9, gives the biggest difference, of order seven units. Thus the quantum-mechanical calculations indicate that any jump in k between E and G is of the order of 5 per cent or less, and that, on the Jeffreys velocity data, the rigidity of the inner core is still not less than the minimum value arrived at in Section 9. This argument is of course subject to uncertainties in the interpolations between Bridgman's data and the quantum-mechanical data, and again falls well short of deductive proof, but, in combination with the earlier discussion, leaves it most probable that the inner core is significantly rigid.

11. Gutenberg's data show appreciably smaller changes in α than Jeffreys' data in the vicinity of the boundary of the inner core, and may be reasonably taken as indicating the least allowable changes in α. Taking then the lowest estimate of μ in Section 8, diminished by a possible 0.5×10^{12} dyn/cm^2 in accordance with the discussions in Sections 9 and 10, we arrive at the value 1.5×10^{12} dyn/cm^2 as the least value of the rigidity in the inner core that is reasonably compatible with all present evidence. This value is less one-half the value 3.6×10^{12} dyn/cm^2 involved in earlier calculations of the writer ([18, 20, 21]), but is still about twice the rigidity of steel at zero pressure.

As in earlier papers, temperature effects have been disregarded in all the foregoing discussions. Birch's recent work ([15]) gives further confirmation that this would not lead to serious error.

If the rigidity of the inner core were in actual fact as low as the above suggested minimum value of 1.5×10^{12} dyn/cm^2, there would be repercussions on the calculations of the travel-times of the phase *PKJKP*, and the time of the *J* rays would need to be increased by a factor of 1.3, approximately. This would entail increases ranging from zero up to about 2½ minutes in the calculated times. If the phase *PKJKP* arrived as late as this, however, the theoretical travel-time table ([20]) would be devoid of practical value, since, on Gutenberg's data (see Section 8), the phase would not then be observable. But from the discussion in Sections 9 and 10 it follows that, even on

the Jeffreys data, the times of the *J* rays may need to be increased by a factor of 1.08, approximately. This would entail increases in the calculated times for *PKJKP*, reaching nearly 40 seconds at $\Delta = 180^{\circ}$.

It follows that, in seeking evidence on the occurrence of the phase *PKJKP*, it is desirable to consider readings on seismograms ranging up to perhaps a minute later than the times in the calculated table. The existence of the phase could be established only if sufficient of such readings fitted to adequate precision a travel-time curve possessing the right gradient. This consideration emphasises further that the existence of the phase *PKJKP* can be established only by statistical examination of a large number of readings.

SUMMARY

The evidence for the existence of significant rigidity in the Earth's inner core is summarised and discussed in the light of recent work. Quantum-mechanical calculations, based on a Thomas-Fermi-Dirac model, suggest that an earlier estimate of 3.6×10^{12} dyn/cm^2 *for this rigidity may need to be reduced by* 0.5×10^{12} dyn/cm^2. *The theoretical travel-times of the phase* PKJKP *would then need to be increased by amounts ranging from zero to 40 seconds. It is shown that the use of Gutenberg's seismic data in place of that of Jeffreys would reduce the estimated rigidity of the inner core by a further* 1.6×10^{12} dyn/cm^2, *approximately. It is suggested that Gutenberg's data lead to the lowest likely value for the rigidity of the inner core, namely* 1.5×10^{12} dyn/cm^2, *so that, on all present evidence, it is improbable that the inner core is less than about twice as rigid as steel is at zero pressure.*

BIBLIOGRAPHY

(1) LEHMANN I.: *P'*. Publ. Bur. Centr. Séism. Internat., série A, 14, 1936, pp. 3-31.

(2) GUTENBERG B. and RICHTER C. F.: *P' and the Earth's core.* M.N.R.A.S., Geophys. Suppl., 4, 1938, pp. 363-372; *On seismic waves.* Gerlands Beitr. Geophys., 54, 1939, pp. 94-136.

(3) JEFFREYS H.: *The times of the core waves.* M.N.R.A.S., Geophys. Suppl., 4, 1939, pp. 548-561.

(4) JEFFREYS H.: *The times of the core waves (second paper).* M.N.R.A.S., Geophys. Suppl., 4, 1939, pp. 594-615.

(5) BULLEN K. E.: *An introduction to the theory of seismology*. Cambridge, 1947, Ch. XIII.

(6) GUTENBERG B.: *PKKP, P′P′ and the Earth's core*. Trans. Amer. Geophys. Union, 32, 1951, pp. 373-390.

(7) BULLEN K. E.: *The problem of the Earth s density variation*. Bull. Seism. Soc. Amer., 30, 1940, pp. 235-250; *The density variation of the Earth's central core*. Ibid., 32, 1942, pp. 19-29.

(8) BULLEN K. E.: *A hypothesis on compressibility at pressures of the order of a million atmospheres*. Nature, 157, 1946, p. 405.

(9) BULLEN K. E.: *Compressibility-pressure hypothesis and the Earth's interior*. M.N.R.A.S., Geophys. Suppl., 5, 1949, pp. 355-368.

(10) KRONIG R., DE BOER J. and KORRINGA J.: *On the internal constitution of the Earth*. Physica, 12, 1946, pp. 245-256.

(11) RAMSEY W. H.: *On the constitution of the terrestrial planets*. M.N.R.A.S., 108, 1948, pp. 406-413; *On the nature of the Earth's core*. M.N.R.A.S., Geophys. Suppl., 5, 1949, pp. 409-426.

(12) BULLEN K. E.: *On the constitution of Venus*. M.N.R.A.S., 109, 1949, pp. 457-461.

(13) ELSASSER W. M.: *Quantum-theoretical densities of solids of extreme compression*. Science, 113, 1951, pp. 105-107.

(14) UREY H. C.: *The planets, their origin and development*. Yale, 1952.

(15) BIRCH F.: *Elasticity and constitution of the Earth's interior*. J. Geophys. Res., 57, 1952, pp. 227-286.

(16) BULLEN K. E.: *Cores of terrestrial planets*. Nature, 170, 1952, pp. 363-364.

(17) BULLEN K. E.: *On density and compressibility at pressures up to thirty million atmospheres*. M.N.R.A.S., Geophys. Suppl. (in course of publication), 1952.

(18) BULLEN K. E.: *An Earth model based on a compressibility-pressure hypothesis*. M.N.R.A.S., Geophys. Suppl., 6, 1950, pp. 50-59.

(19) RAMSEY W. H.: *On the compressibility of the Earth*. M.N.R.A.S., Geophys. Suppl., 6, 1950, pp. 42-49.

(20) BULLEN K. E.: *Theoretical travel-times of S waves in the Earth's inner core*. M.N.R.A.S., Geophys. Suppl., 6, 1950, pp. 125-128.

(21) BULLEN K. E.: *Theoretical amplitudes of the seismic phase PKJKP*. M. N. R. A. S., Geophys. Suppl., 6, 1951, pp. 163-167.

(22) BULLEN K. E. and BURKE-GAFFNEY T. N.: *Detection of S waves in the Earth's inner core. Nature*, 170, 1952, p. 455.

(23) BULLEN K. E.: *On the constitution of Mars*. M.N.R.A.S., 109, 1949, pp. 688-692.

(24) BULLEN K. E.: *Venus and the Earth's inner core*. M.N.R.A.S., 110, 1950, pp. 256-259.

(25) JENSEN H.: *Das Druck-Dichte Diagramm der Elemente bei höheren Drucken am Temperaturnullpunkt*. Zeitsch. f. Physik, 111, 1938, pp. 373-385.

(26) FEYNMAN R. P., METROPOLIS N. and TELLER E.: *Equations of state of elements based on the generalized Fermi-Thomas theory*. Phys. Rev., 75, 1949, pp. 1561-1572.

SULL'INFLUENZA SOLARE NELLE ESPERIENZE DI GIROINTERAZIONE

G. Righini - G. Godoli

Le esperienze di girointerazione che l'Istituto di Fisica tecnica dell'Università di Napoli ha organizzate, sotto la direzione di M. Cutolo, dal 1946 hanno mostrato che il fenomeno si verifica soltanto in modo saltuario.

Tale fatto aveva indotto i ricercatori a pensare che le perturbazioni cromosferiche, connesse con l'attività generale e sporadica del sole, fossero responsabili di questo; è proprio per indagare una eventuale influenza del sole sulle esperienze di girointerazione che abbiamo intrapreso questo lavoro su richiesta del centro studi per la radiopropagazione dell'Università di Napoli.

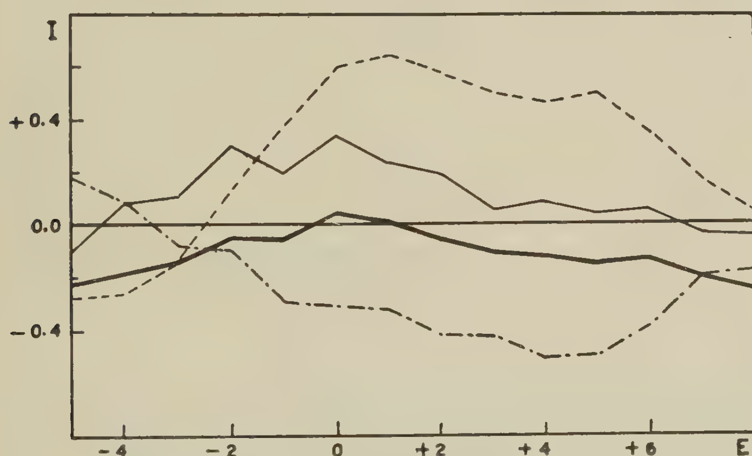


Fig. 1 - Numeri di Wolf.

Il problema, oltre al suo interesse speculativo, rivestiva una certa importanza pratica in vista di ulteriori esperienze: data infatti la loro complessità, qualora fosse stata messa in luce una qualche in-

fluenza solare diretta od indiretta del fenomeno, ci si sarebbe astenuti dall'eseguire ricerche nei giorni di maggiore attività solare.

Ci siamo limitati a prendere in considerazione le esperienze delle campagne del 1948-1950 eseguite nei giorni contenuti nella tabella I: tali esperienze erano effettuate con omogeneità di metodo e risultavano le più attendibili. Nella tabella sono sottolineati i giorni in cui l'interazione non ha avuto luogo.

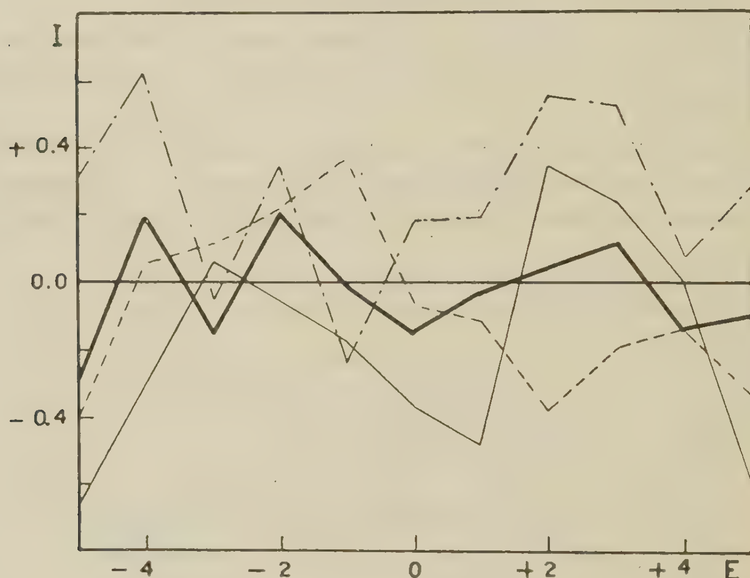


Fig. 2 - Protuberanze al meridiano.

Per le influenze solari dirette, dovute all'attività generale del sole, è stato studiato il comportamento delle macchie e delle protuberanze al meridiano centrale del sole mentre per le influenze dirette, dovute ai fenomeni sporadici, abbiamo preso in considerazione i brillamenti solari. L'influenza indiretta del sole è stata studiata prendendo in considerazione gli indici triorari *K*, che caratterizzano l'attività magnetica generale, le perturbazioni ad inizio brusco *Sc*, che sono una conseguenza della radiazione corpuscolare di origine solare, ed infine i « crochet » magnetici o perturbazioni brusche di breve durata che sono direttamente connessi ai bruschi aumenti di radiazione ultra-

TABELLA I

Giorni nei quali furono eseguite esperienze di girointerazione. Sono sottolineati i giorni in cui l'interazione non ha avuto luogo.

1948	1949	1950
12 ... V	18 ... VI	10 ... V
15	19	20
18	21	24
20	23	30
22	28 ... VII	1 ... VI
25	2 ... VIII	4
27	3	7
29	6	10
31	8	13
1 ... VI	9	17
3	13	23
5	15	1 ... VII
8		3 ... VIII

TABELLA II

Grandezze assunte per i vari fenomeni considerati

Fenomeno	Grandezza
Macchie	Numero di Wolf (1).
Protuberanze al meridiano	Attività delle protuberanze al bordo (nei giorni opportuni) espressa in unità di protuberanza (2).
Brillamenti	Numero giornaliero (3).
Indici K	Somma degli 8 valori giornalieri (4).
Sc	Numero giornaliero (5).
Crochet	Somma giornaliera dei prodotti $a \cdot b \cdot c$ (6) dove $a =$ numero di osservatori registranti il fenomeno; $b =$ durata / 15^m; $c = 1$ se il fenomeno non è stato confermato da osservazioni solari od ionosferiche; $c = 2$ se il fenomeno è stato confermato.
Frequenza critica dello strato F_2	$f_0 F_2$ alle ore 12 (7).
Frequenza minima riflessa dallo strato D	$f D$ alle ore 12 (8).
Assorbimento dello strato D	AD alle ore 12 (9).

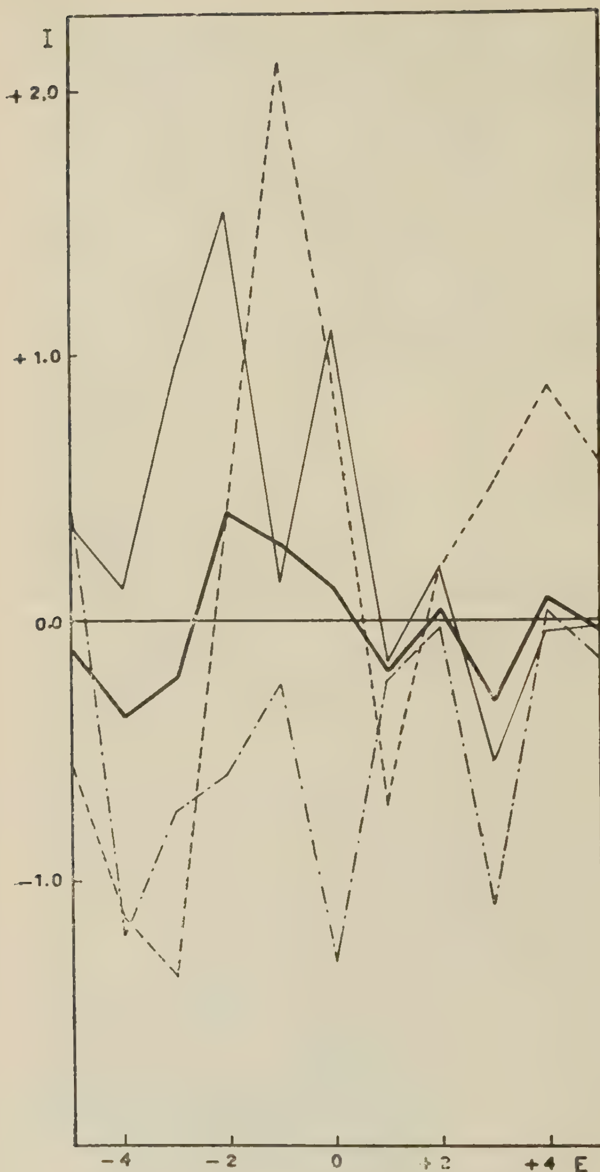


Fig. 3 - Brillamenti.

violetta solare. Questi ultimi sono strettamente correlati con i brillamenti solari.

Per lo stato della ionosfera abbiamo preso in considerazione la frequenza critica dello strato F_2 che indicheremo con $f_0 F_2$, quella minima riflessa dallo strato D che indicheremo con fD ed infine l'assorbimento dello strato D che indicheremo con AD.

Per ognuno dei fenomeni considerati è stata scelta una grandezza che ne sintetizzasse l'attività giornaliera; le grandezze assunte sono elencate nella tabella II.

Indicando generalmente con m la grandezza relativa ad un certo fenomeno e con m_s il valore che tale grandezza assume in un giorno in cui *si* osserva il fenomeno della girointerazione e con m^n il valore che essa assume in un giorno in cui *non* si osserva il fenomeno, abbiamo calcolato le medie seguenti:

$$M_s = \frac{1}{p} \sum_i^{1\ldots p} m_s^{(i)} \qquad M_n = \frac{1}{q} \sum_i^{1\ldots q} m_n^{(i)}$$

$$M = \frac{1}{p+q} \sum_i^{1\ldots p+q} m^{(i)}$$

che ci danno rispettivamente il valor medio di m per i p giorni di osservazione positiva (si); il valor medio di m per i q giorni di osser-

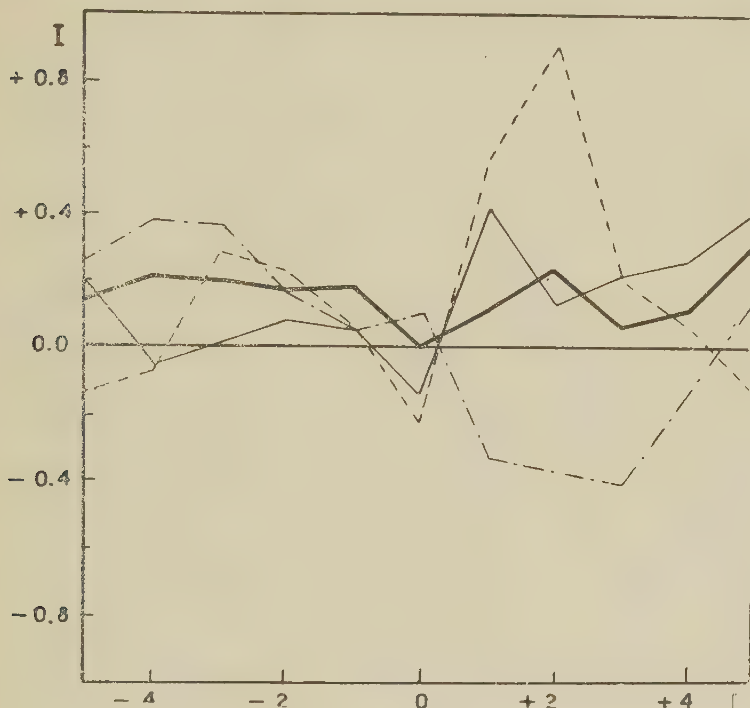


Fig. 4 - Indici K.

vazione negativa (no); ed infine il valore medio di m per tutti i $p+q$ giorni di osservazione.

L'indice statistico I che si deduce dalla

$$I = \frac{M_n - M_s}{M}$$

ci dà l'influenza del fenomeno considerato sulla girointerazione. Esso evidentemente dovrebbe essere piccolo o nullo se il fenomeno non influisse sulla girointerazione; positivo se il fenomeno agisse come inibitore e negativo nel caso contrario.

Per tener conto anche degli eventuali sfasamenti fra causa ed effetto abbiamo calcolato I non soltanto per il giorno in cui si è fatta l'esperienza di girointerazione ma anche per alcuni giorni precedenti e seguenti. Abbiamo cioè applicata a questa indagine il *metodo delle*

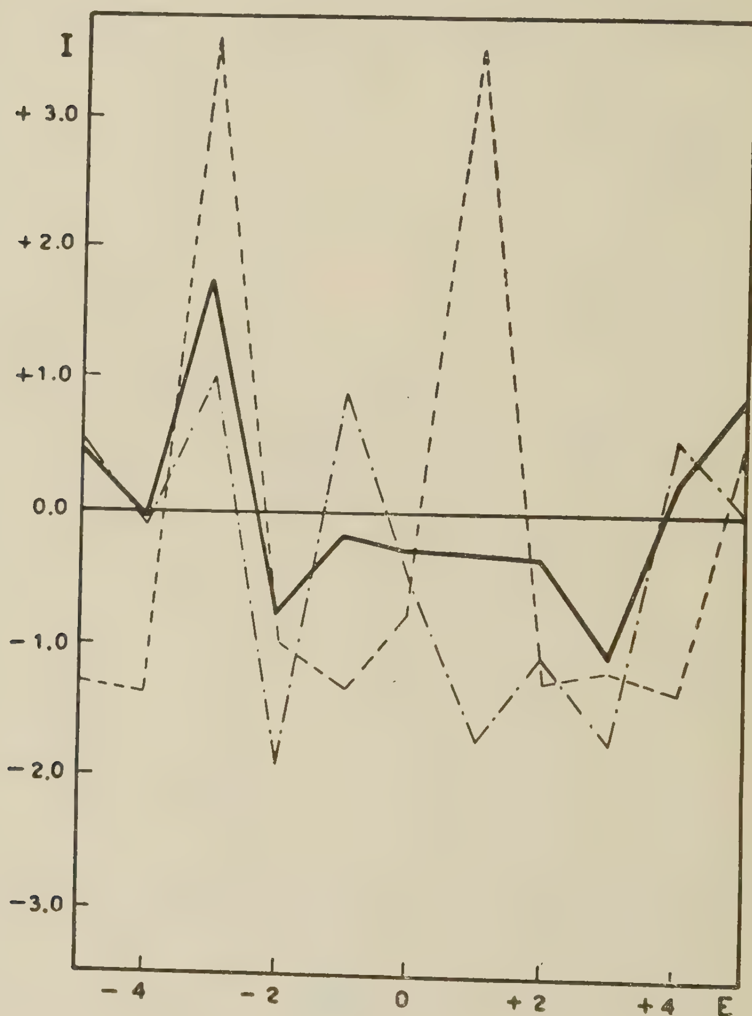


Fig. 5 - Sc.

epoche sovrapposte rappresentando I in funzione dell'epoca E. Per il giorno dell'osservazione si avrà $E = 0$; per il giorno precedente $E = -1$, per quello seguente $E = +1$ e così via.

Fig. 6 - Crochet.

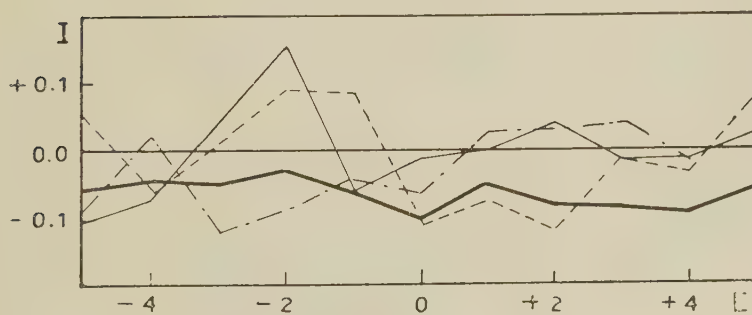


Fig. 7 - $f_0 F_2$.

I grafici 1 ÷ 7 danno l'andamento di *I* in funzione di *E* per i diversi fenomeni. Sono stati tracciati tre grafici separati per gli anni 1948 (—) - 49 (.....) - 50 (—·—·—) ed inoltre un quarto grafico estendendo le medie a tutto il triennio (——).

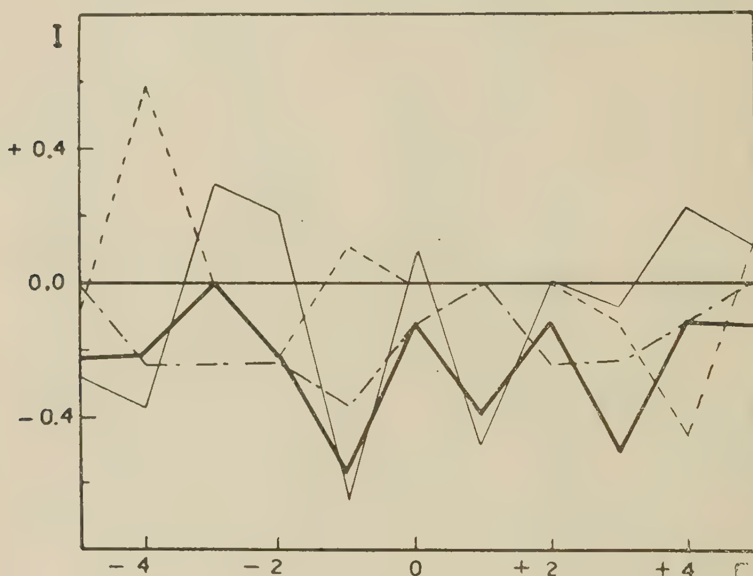


Fig. 8 - fD.

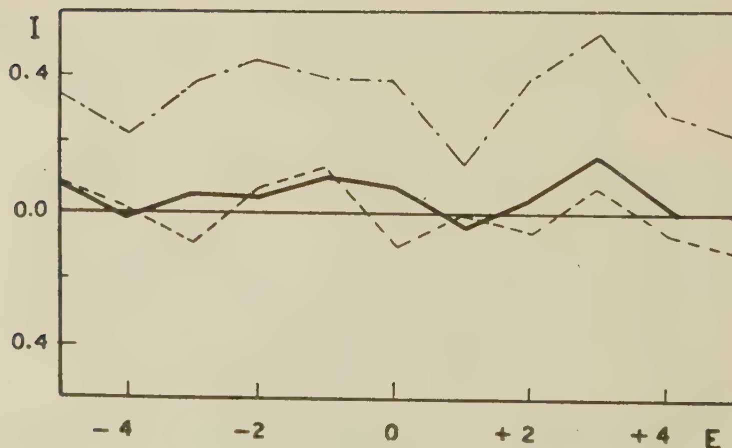


Fig. 9 - AD.

Il materiale ha ancora un valore statistico molto basso per poterne trarre delle conclusioni sicure e dettagliate; possiamo però asserire che in linea generale le varie perturbazioni solari ed i fenomeni geofisici connessi, non sembrano responsabili dei risultati negativi delle esperienze di girointerazione.

Firenze — Osservatorio Astrofisico di Arcetri - Centro di Astrofisica del C.N.R. — Febbraio 1952.

RIASSUNTO

Nella presente nota si mostra come sia estremamente improbabile una influenza solare nelle esperienze di girointerazione.

SUMMARY

In the present paper we shown that it is extremely improbable that there is any solar influence on gyro-interaction.

BIBLIOGRAFIA

(1) e (3) Quarterly Bulletin on solar activity.

(2) Osservazioni di Arcetri e Catania ridotte ad Arcetri e conservate negli archivi dell'osservatorio.

(4) (5) (6) Journal of Geophysical Research.

(7) (8) (9) S.P.I.M. Observations Ionospheriques. Station de Fribourg.

DENSITÀ ELETTRONICA NELL'ALTA ATMOSFERA E INTERPRETAZIONE DELLE CURVE h' (f) DELL'ALTEZZA VIRTUALE DELLA IONOSFERA

F. MARIANI

Introduzione. — Numerosi autori hanno trattato il problema della propagazione di onde elettromagnetiche in mezzi ionizzati. Per primo Appleton (1) ha dato l'espressione analitica dell'indice di rifrazione di « fase » μ; questo, in generale, varia con legge assai complicata colla frequenza f dell'onda, colla densità elettronica (funzione dell'altezza), coll'angolo tra campo magnetico terrestre e direzione di propagazione; una volta noto μ è possibile, nell'approssimazione dell'ottica geometrica, dedurre l'indice di rifrazione di « gruppo » $\mu' = \dfrac{d(\mu f)}{df}$, che però ha una forma esplicita ancora più complessa. Gran parte delle applicazioni della teoria, effettuate dai vari autori, sono fondate sull'ipotesi semplificativa che il campo magnetico terrestre $\vec{H}$ sia trascurabile (sia cioè $H = 0$) (2), (3), (4), oppure sulle approssimazioni estreme di propagazione « quasi longitudinale » o « quasi trasversale »: l'applicazione della formula esatta è stata compiuta solo per certi casi particolari (1) (5) (6) (7) (8) (9); recentemente H. A. Whale e J. P. Stanley (10) hanno studiato la dipendenza esatta di μ e μ' dai vari parametri ottenendo risultati numerici relativi alla propagazione sia del raggio ordinario sia di quello straordinario per una serie abbastanza estesa di direzioni di propagazione e per due valori della frequenza; d'altra parte, D. H. Shinn e H. A. Whale (11), hanno dimostrato che valutando nell'ipotesi $\vec{H} = 0$ l'altezza h_m del massimo di densità elettronica e lo spessore di uno strato « parabolico » si ottengono in generale valori considerevolmente differenti da quelli ottenuti colla trattazione esatta e di entità crescente al crescere della latitudine: così, per es., il metodo di Appleton Beynon (12) (13) che dà valori quasi esatti per l'altezza h_m, può condurre a errori percentuali del 50-80% nella valutazione dello spessore degli strati.

Nel presente lavoro si dà una estesa serie di risultati mostranti, per la latitudine geomagnetica di Roma, la dipendenza di μ' dai vari parametri, per direzione di propagazione verticale; si valuta inoltre, in funzione della frequenza f il « cammino ottico » di un'onda elettromagnetica riflessa o attraversante tutto o parte di uno strato ionosferico; infine si sviluppa un metodo di confronto delle curve sperimentali della altezza virtuale nei vari casi che normalmente possono presentarsi, con i risultati del calcolo, allo scopo di dedurre le caratteristiche geometriche della distribuzione in altezza delle densità elettroniche corrispondenti ai vari strati.

Le ipotesi su cui il calcolo è basato sono le seguenti:

a) È applicabile la teoria di Appleton, ed è trascurabile l'assorbimento; gli elettroni sono pertanto supposti liberi.

b) È presente il campo magnetico terrestre, che si assimila a quello di un dipolo posto al centro della terra.

c) In ciascuno strato la densità elettronica N varia coll'altezza z con legge parabolica ».

1. *Teoria.* — La formula di Appleton per l'indice di rifrazione di fase μ si scrive

$$\mu^2 = 1 - \frac{2x(1-x)}{D} \qquad [1]$$

dove

$$x = \frac{f_0^2}{f^2}$$

$$f_0^2 = \frac{N e^2}{\pi m}$$

f = frequenza dell'onda impiegata.
N = densità di elettroni alla generica quota z.
e, m = carica e massa dell'elettrone in unità C.G.S.

$$D = 2(1-x) - y^2 \operatorname{sen}^2 \vartheta \pm [y^4 \operatorname{sen}^4 \vartheta + 4 y^2 (1-x)^2 \cos^2 \vartheta]^{1/2}$$

$$y = \frac{f_H}{f}$$

$f_H = \dfrac{e H}{2 \pi m c}$ = frequenza giromagnetica.
H = valore del campo magnetico, in oersted.
$c = 1 \cdot 30^{10}$ cm/sec velocità della luce nel vuoto.
ϑ = angolo tra campo magnetico e direzione di propagazione.

I segni + e — si riferiscono rispettivamente alla propagazione del raggio ordinario e del raggio straordinario. Notiamo inoltre che si ha

$$\mu' = \frac{d(\mu f)}{df} = \mu + f\frac{d\mu}{df} = \frac{1}{\mu}\left[\mu^2 + \frac{1}{2} f \frac{d\mu^2}{df}\right] \quad . \qquad [2]$$

Dalle [2] e [1] deriva allora, immediatamente:

$$\mu\mu' = 1 - \frac{2x^2}{D} + \frac{x(1-x)}{D^2} M \qquad [3]$$

con

$$M = 4x + 2y^2 \operatorname{sen}^2\vartheta \pm 2 \frac{2y\cos^2\vartheta(1-x)(3x-1) - y^3 \operatorname{sen}^4\vartheta}{[y^2\operatorname{sen}^4\vartheta + 4y\cos^2\vartheta(1-x)^2]^{1/2}} \qquad [4]$$

Il prodotto $\mu\mu'$, che vale 1 nel caso che il campo magnetico sia nullo, è altrimenti diverso dall'unità.

La densità di elettroni N, varia coll'altezza z secondo la legge

$$N(z) = N_0\left[1 - \left(1 - \frac{z}{z_0}\right)^2\right] \qquad 0 \leq z \leq 2z_0 \qquad [5]$$

L'origine delle altezze è scelta alla quota dove inizia lo strato; z_0 è il semispessore di questo, cioè la distanza tra l'origine e la quota corrispondente al massimo di densità elettronica N_0. Nel seguito tutte le volte che considereremo il cammino ottico relativo a uno strato, converremo di porre l'origine sempre alla quota di inizio della sua distribuzione di densità.

L'espressione [5], che ha il vantaggio di prestarsi al calcolo numerico, è soddisfacente anche dal punto di vista fisico in quanto approssima una distribuzione di tipo gaussiano o quella di un semplice strato di Chapman. Conviene anzi notare che il parametro z_0 che meglio approssima una distribuzione di Chapman uguaglia il doppio della scala delle altezze (*scale height*) dell'atmosfera.

La variazione coll'altezza dell'intensità del campo magnetico è data dalla espressione

$$H(\lambda, r) = \left[\frac{M}{R^3}(1 + 3\operatorname{sen}^2\lambda)^{1/2}\right]\frac{R^3}{r^3} = H(\lambda, R)\frac{R^3}{(R+h)^3} \qquad [6]$$

h = altezza rispetto al suolo.
R = 6370 km = raggio terrestre.
$r = R + h$ = distanza dal centro della terra.
λ = latitudine magnetica.
M = momento magnetico del dipolo terrestre.
$H(\lambda, R)$ = 0.444 oersted, intensità del campo magnetico al suolo, a Roma.

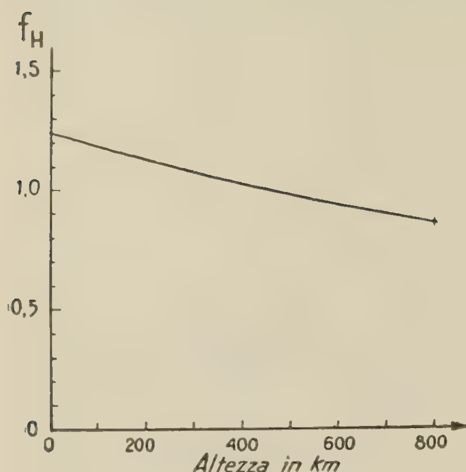


Fig. 1

La fig. 1 mostra l'andamento dell'intensità H coll'altezza.

L'angolo di inclinazione i assume, a Roma, il valore $i_0 \simeq 58° \, 30'$; pertanto, se la direzione di propagazione è la verticale, come è il normale caso delle ionosonde, ϑ avrà il valore $\vartheta_0 = 31° \, 30'$.

Il cammino ottico di gruppo $L_{z_1 z_2}(f)$ relativo a un intervallo di quote $z_1 \, z_2$ e corrisponde ad una frequenza f, è dato dalla espressione

$$L_{z_1 z_2}(f) = \int_{z_1}^{z_2} \mu'(x, y, \vartheta_0) \, dz \qquad [7]$$

e, in generale, dipende dalla frequenza critica f_c dello strato attraversato; esso pertanto, ove sia necessario indicarlo esplicitamente, sarà scritto

$${}_{f_c}L_{z_1 z_2}(f)$$

Tenendo conto della [5] abbiamo

$$z = z_0 \left[1 \pm \left(1 - \frac{N}{N_0} \right)^{1/2} \right] = z_0 \left[1 \pm \left(1 - x \frac{f^2}{f_c^2} \right)^{1/2} \right] \qquad [8]$$

Il segno — vale per $z < z_0$, che è anche il caso che abitualmente dovremo prendere in considerazione; il segno + invece vale per $z > z_0$ e l'unico uso che se ne fa è nello scrivere la [51].

Differenziando la [8], avendo scelto il segno +, otteniamo

$$dz = \frac{z_0}{2} \frac{f^2}{f_c^2} \frac{1}{\left(1 - x \frac{f^2}{f_c^2} \right)^{1/2}} dx \qquad [9]$$

La [7] diviene perciò

$${}_{f_c}L_{z_1 z_2}(f) = \frac{z_0}{2} \frac{f^2}{f_c^2} \int_{x(z_1)}^{x(z_2)} \frac{\mu'(x, y, \vartheta_0)}{\left(1 - x \frac{f^2}{f_c^2} \right)^{1/2}} dx \qquad [10]$$

Nel seguito noi useremo la [10] introducendo opportuni cambiamenti di variabile nell'integrando allo scopo di renderlo finito in ogni punto dell'intervallo di integrazione e, altresì, di avere come limiti inferiore e superiore di integrazione, rispettivamente 0 e l'unità. L'integrale può essere calcolato in forma analitica esatta solo per alcuni casi particolari, tra cui quando sia $H = 0$; nel caso nostro dovremo calcolarlo numericamente. Per la necessità di limitare i calcoli numerici già abbastanza penosi, useremo il metodo di integrazione nume-

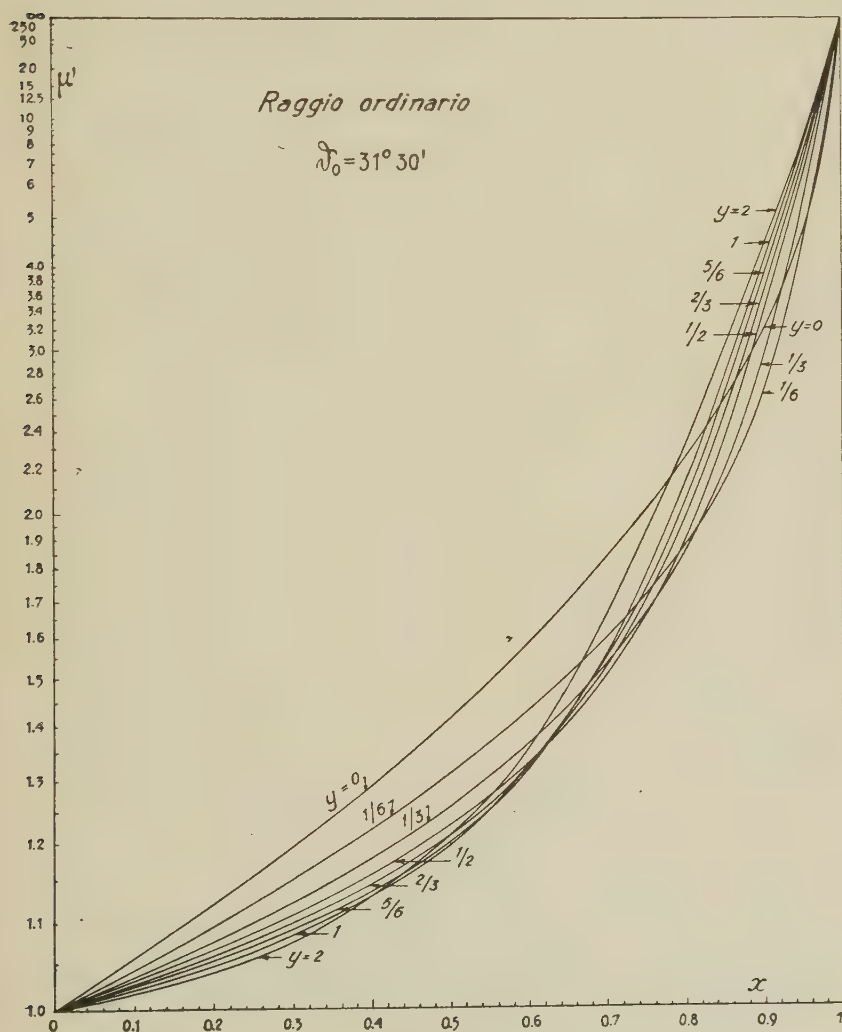


Fig. 2

rica di Gauss approssimando l'integrando con un polinomio di 13° grado, ciò che implica la conoscenza dei suoi valori in solo 7 punti.

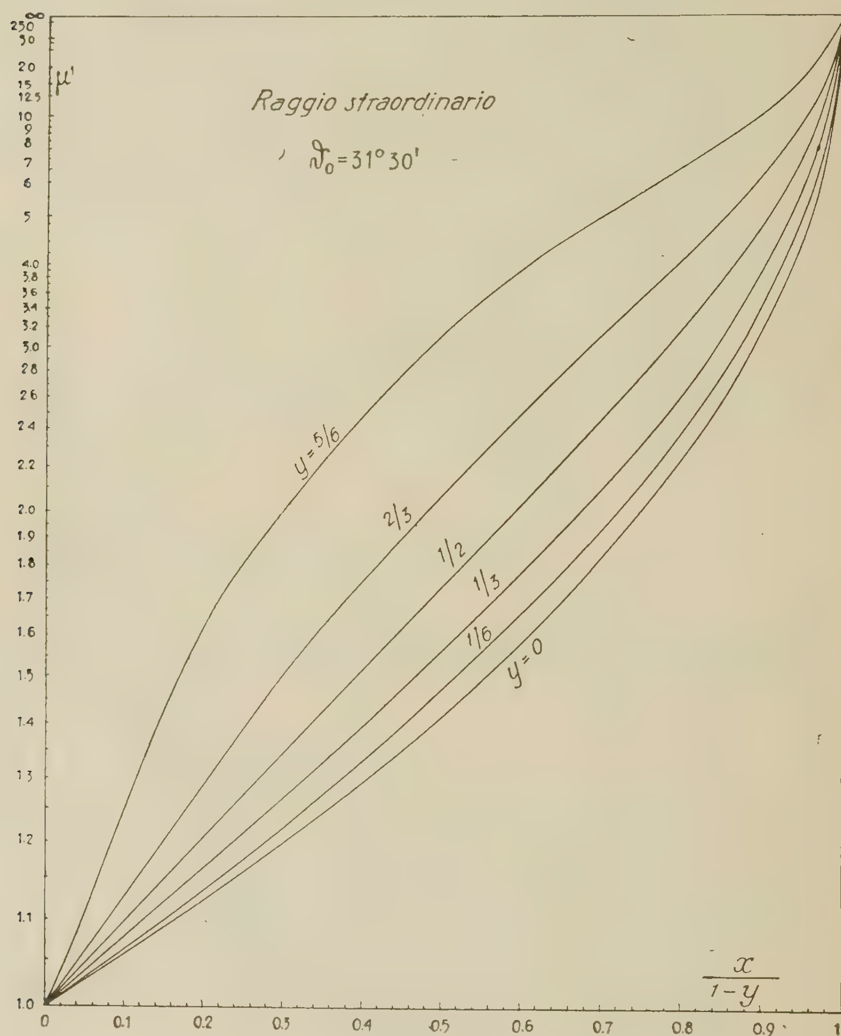


Fig. 3

2. *Calcolo di* μ'. — *a) Raggio ordinario.*

La propagazione è possibile per valori di x soggetti alla limitazione: $0 \leq x \leq 1$. Si sono scelti per il parametro $y = \frac{f_H}{f}$ i valori $0\,,\ \frac{1}{6}\,,\ \frac{1}{3}\,,\ \frac{1}{2}\,,\ \frac{2}{3}\,,\ \frac{5}{6}\,,\ 1\,,\ 2$

La fig. 2 mostra il risultato del calcolo; poiché $\lim_{x \to 1} \mu' = +\infty$, per le ordinate si è usata una scala reciproca. La curva per $y = 0$ corrisponde al caso $H = 0$; si vede che, in presenza di campo magnetico e a parità di frequenza, la velocità di propagazione di un'onda elettromagnetica è alquanto maggiore che in assenza di campo finché x non supera un certo valore x^*; al di là di questo invece la velocità diviene rapidamente inferiore.

Nell'integrazione della [10] è stato necessario conoscere l'andamento di μ' per valori di x molto prossimi all'unità; a tale scopo ponendo nelle [1] e [3] $1 - x = \delta << 1$ si deduce la seguente espressione di μ'.

$$\mu' = \frac{1}{\delta^{1/2} \operatorname{sen}\vartheta} \left[1 - \frac{3}{2} \delta \operatorname{cotg}^2 \vartheta + \delta^2 \operatorname{cotg}^2 \vartheta \left(1 + \left\{ \frac{15}{8} - \frac{5}{2 y^2} \right\} \operatorname{cotg}^2 \vartheta \right) \right] . \quad [11]$$

Valori di μ' per $x \to 1$ sono mostrati per vari valori di y in fig. 3.

b) *Raggio straordinario.*

La propagazione è possibile ([14]) per valori di x tali che $0 \leq x \leq 1 - y$ cioè $0 \leq \dfrac{x}{1-y} \leq 1$.

Sono stati scelti per y i valori $0, \frac{1}{6}, \frac{1}{3}, \frac{1}{2}, \frac{2}{3}, \frac{5}{6}$.

Il risultato del calcolo è mostrato in fig. 4; si vede che la velocità di propagazione è sempre minore che in assenza di campo magnetico, nel qual caso del resto non c'è distinzione tra raggio ordinario e raggio straordinario.

Il confronto delle figure 2, 3 e 4 con quelle corrispondenti di Shinn-Whale ([11]), ottenute per $\vartheta_0 = 23° \; 16'$ mostra, a parità degli altri parametri, differenze sensibili solo per il raggio ordinario.

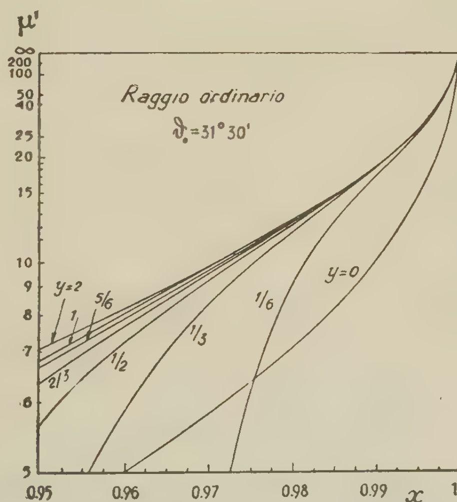


Fig. 4

3. Calcolo di $\frac{{}_{f_c}L_{oz}(f)}{z_0}$ per uno strato avente il suo massimo di densità elettronica all'altezza di 100 km sul suolo.

1° caso: Frequenza f minore della frequenza critica.

Notiamo che la frequenza critica f^*_c relativa al raggio straordinario è maggiore di quella f_c, relativa al raggio ordinario; si deve avere evidentemente

$$\frac{x(z_0)}{1-y}=1 \qquad [12]$$

in corrispondenza della quota z_0: la frequenza f_0 assume a questa quota il valore $f_0 = f_c$; pertanto la [12] diviene

$$\frac{f_c^2}{f_c^{*2}}=1-\frac{f_H}{f_c^*} \qquad [13]$$

da cui

$$f_c^*=\frac{2f_c^2}{-f_H+(f_H^2+4f_c^2)^{1/2}} \qquad [14]$$

Così alle frequenze critiche $f_c = 2, 3, 4$ Mc/sec corrispondono rispettivamente le frequenze critiche $f^*_c = 2.677, 3.649, 4.635$ Mc/sec.

a) *Raggio ordinario*: $\frac{f}{f_c}<1$.

Sia z la quota di riflessione della frequenza f. La [10] si scrive

$$ {}_{f_c}L_{oz}(f)=\frac{z_0}{2}\frac{f^2}{f_c^2}\int_0^1\frac{\mu'\,dx}{\left(1-x\frac{f^2}{f_c^2}\right)^{1/2}} \qquad [15]$$

In questa espressione $\lim_{x\to 1}\mu'=+\infty$, mentre il denominatore invece è sempre finito; ponendo però $x=1-\varrho^2$ si ottiene

$$ {}_{f_c}L_{oz}(f)=z_0\frac{f^2}{f_c^2}\int_0^1\frac{\mu'\varrho\,d\varrho}{\left[1-(1-\varrho^2)\frac{f^2}{f_c^2}\right]^{1/2}} \ . \qquad [16]$$

Si vede dalla [11] che ora $\lim_{x\to 1}\mu'\varrho=\frac{1}{\operatorname{sen}\vartheta}$ e quindi l'integrando rimane finito in tutto l'intervallo di integrazione.

Nel calcolo esplicito della [16] occorrerebbe considerare la pro-

gressiva variazione di H e quindi di f_H e di y con l'altezza; noi invece prenderemo, per ogni frequenza, quel valore costante di y, che corrisponde all'altezza di 100 km dal suolo. Questa approssimazione è giustificata sia perché lo spessore dello strato è presumibilmente di poche decine di chilometri e quindi la variazione di f_H non è superiore a 1-2%, sia perché il cammino ottico maggiormente si discosta dal percorso geometrico dell'onda in vicinanza del massimo di densità elettronica; così anche le normali variazioni di altezza di questo massimo con l'ora, con la stagione ecc., non sono tali da far uscire dai limiti della approssimazione del calcolo.

Le curve ascendenti di fig. 5 mostrano $\frac{{}_{f_c}L_{oz}(f)}{z_0}$ per tre valori della frequenza critica $f_c = 2,\ 3,\ 4$ Mc/sec.

La linea tratteggiata mostra invece il cammino ottico calcolato con la formula di Appleton semplificata.

Si nota che $\frac{{}_{f_c}L_{oz}(f)}{z_0}$ risulta, per ogni frequenza, maggiore di quello corrispondente di Appleton-Beynon; però mentre quest'ultimo dipende rigorosamente dal rapporto f/f_c, il primo, a parità di f/f_c mostra una leggera dipendenza da f: così i cammini ottici per $f_c = 2$ e 4 Mc/sec differiscono a parità di f/f_c al più di qualche per cento (vedi tabella I).

b) *Raggio straordinario*: $f < f^*_c$.

La [10] questa volta si scrive

$$ {}_{f_c^*}L_{oz}(f) = \frac{z_0}{2}\frac{f^2}{f_c^2}\int_0^{x=1-y} \frac{\mu'}{\left(1-x\frac{f^2}{f_c^2}\right)^{1/2}}\,dx \quad . \qquad [17] $$

Ponendo $x = (1-y)v$ e $v = 1-\varrho^2$ si ottiene

$$ {}_{f_c^*}L_{oz}(f) = z_0(1-y)\frac{f^2}{f_c^2}\int_0^1 \frac{\mu'\,\varrho\,d\varrho}{\left[1-(1-y)(1-\varrho^2)\frac{f^2}{f_c^2}\right]^{1/2}} \qquad [18] $$

In quest'ultima forma l'integrando si conserva finito nell'intervallo di integrazione.

Le curve di fig. 6 mostrano l'andamento di $\frac{{}_{f_c^*}L_{oz}(f)}{z_0}$ in funzione

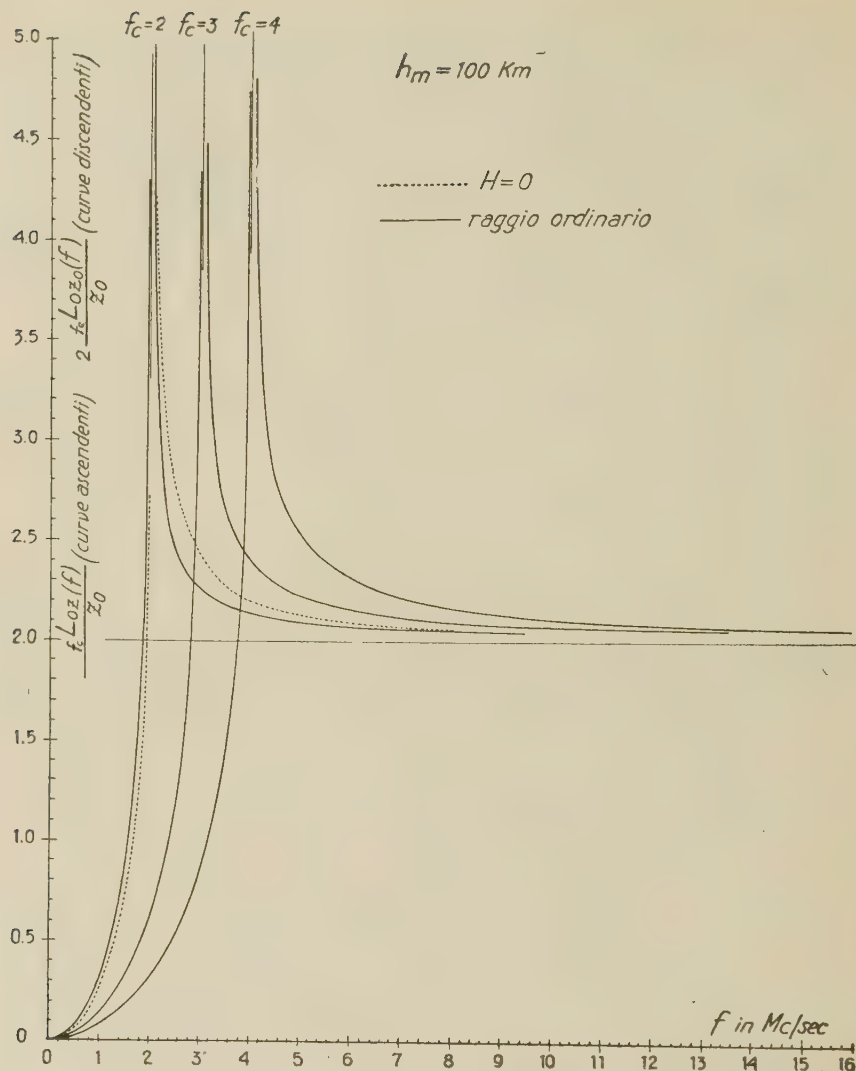


Fig. 5

di f per $f^*_c = 2.677$, 3.649, 4.635 Mc/ sec.

In questo caso il cammino ottico esatto è, per ogni frequenza, minore di quello corrispondente di Appleton-Beynon; la sua dipendenza da f, a parità di f/f_c, è più accentuata che nel caso del raggio ordinario: per $f_c = 2$ e 4 Mc/sec i cammini ottici differiscono fino a

10-15 % in vicinanza della frequenza critica.

2° caso: frequenza f maggiore della frequenza critica.

Questo secondo caso ha interesse per la valutazione del cammino ottico ${}_{f_c}L_{oz_0}(f)$ corrispondente all'intero semi-spessore z_0 dello strato e permetterà di studiare la riflessione da strati sovrastanti a quello considerato, tenendo nel dovuto conto la ritardazione da questo introdotta; qualora i dati sperimentali consentano un confronto sufficientemente accurato con la teoria è possibile altresì avere informazioni sulla validità della [5] anche al disopra del massimo di densità elettronica.

Calcoleremo il cammino ottico che corrisponde all'intervallo di quote tra 0 e z_0, per il solo raggio ordinario.

La [10] si scrive

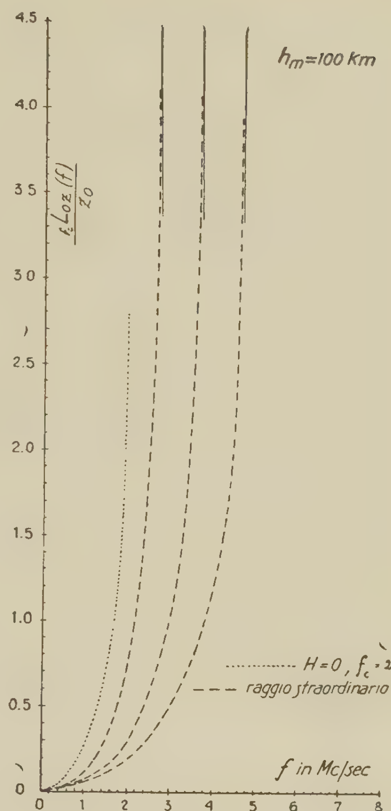


Fig. 6

$$
{}_{f_c}L_{oz_0}(f) = \frac{z_0}{2} \frac{f^2}{f_c^2} \int_0^{x(z_0)=\frac{f_c^2}{f^2}} \frac{\mu' \, dx}{\left(1 - x\frac{f^2}{f_c^2}\right)^{1/2}} \quad . \qquad [19]
$$

Questa volta il numeratore dell'integrando è ovunque finito; invece il denominatore tende a zero quando x tende a $\frac{f_c^2}{f^2}$.

Ponendo $x = \frac{f_c^2}{f^2} v$ e $v = 1 - \varrho^2$ otteniamo

$$
{}_{f_c}L_{oz_0}(f) = z_0 \int_0^1 \mu' \, d\varrho \qquad [20]
$$

Il cammino ottico corrispondente all'intero strato è $2 \; {}_{f_c}L_{oz_0}(f)$;

le curve ascendenti di fig. 5 mostrano l'andamento di $\dfrac{2 f_c L_{oz_0}(f)}{z_0}$.

Anche questa volta si nota la assai leggera dipendenza del cammino ottico da f, a parità di $\dfrac{f}{f_c}$.

4. Estensione del calcolo a strati sovrastanti (per es. F_1 e F_2).

Consideriamo questa volta solo la propagazione del raggio ordinario nei due casi $\dfrac{f}{f_c} < 1$ e $\dfrac{f}{f_c} > 1$; prenderemo per l'altezza h_m rispetto al suolo del massimo di densità elettronica i due valori 200 e

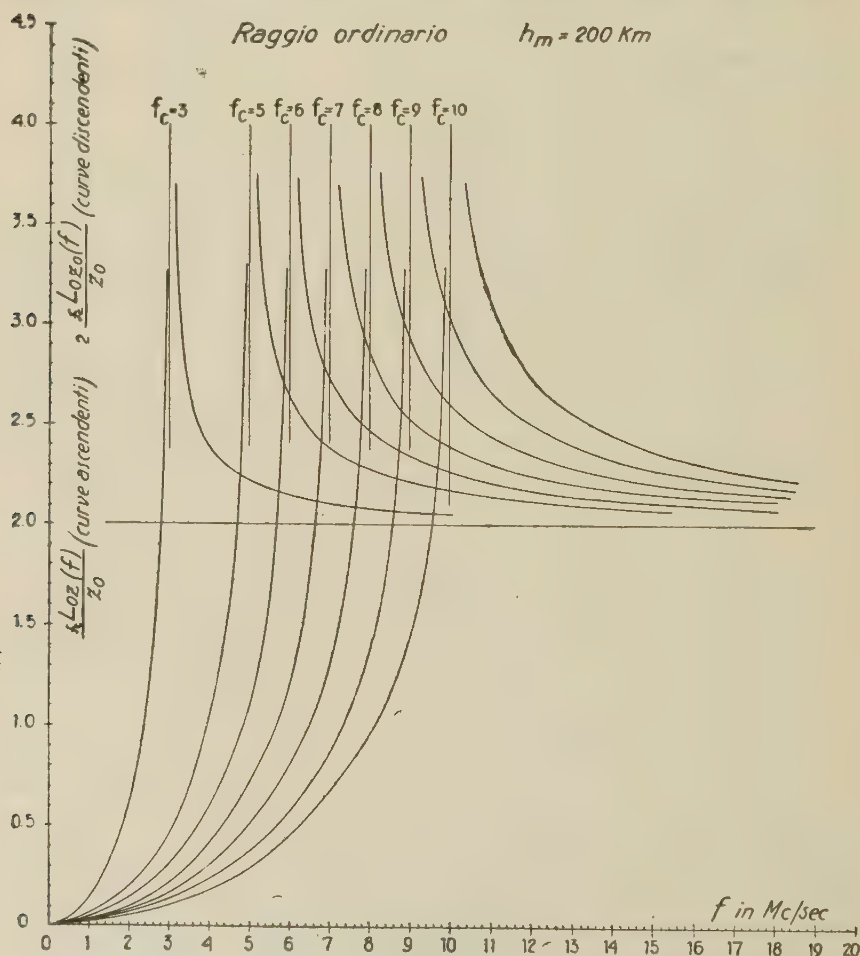


Fig. 7

500 km. La fig. 7 mostra le quantità $\frac{{}_{f_c}L_{oz}(f)}{z_0}$ e $\frac{2{}_{f_c}L_{oz_0}(f)}{z_0}$ per l'altezza di 200 km; i valori per $h_m = 500$ km sono praticamente non diversi; anche le curve corrispondenti a uguali valori di f/f_c non mostrano sensibili differenze; i valori numerici esatti $\frac{{}_{f_c}L_{oz}(f)}{z_0}$ e $\frac{2{}_{f_c}L_{oz_0}(f)}{z_0}$ per il raggio ordinario sono riportati nella tabella I nella quale per confronto si riportano anche i valori esatti relativi a $h_m = 500$ km, $h_m = 100$ km e quelli approssimati di Appleton, per $f/f_c < 1$ e > 1.

Può presentarsi il caso che le due distribuzioni di densità $N(z)$ e $\nu(z)$, corrispondenti ai due strati siano sovrapposte per un certo intervallo di quote: noi supporremo che in questo intervallo la densità risultante $\delta(z)$ sia la somma delle due densità $N(z)$ e $\nu(z)$ come se ciascuno strato non si « accorgesse » della presenza dell'altro. La situazione è del tipo di quelle descritte in fig. 8 nella quale le linee piene rappresentano le funzioni $N(z)$ e $\nu(z)$ e la linea a punti la funzione $\delta(z) = N(z) + \nu(z)$.

L'origine delle altezze è fissata, per ora, alla quota dove inizia lo strato più basso. Siano

$$\begin{cases} N(z) = N_0 \left[1 - \left(1 - \dfrac{z}{z_0}\right)^2\right] & 0 \leq z \leq 2\, z_0 \\ \quad = 0 & \text{altrove} \end{cases} \qquad [21]$$

$$\begin{cases} \nu(z) = \nu_0 \left[1 - \left(1 - \dfrac{z-(z_0+a)}{\zeta_0}\right)^2\right] & z_0 + a \leq z \leq z_0 + a + 2\,\zeta_0 \\ \quad = 0 & \text{altrove} \end{cases} \qquad [22]$$

dove

$\nu_0 =$ densità elettronica al massimo dello strato più alto.

$\zeta_0 =$ suo semispessore,

a, variabile tra $-z_0$ e $+z_0$ = differenza di quota, con segno, tra la quota di inizio della distribuzione relativa allo strato più alto e quella del massimo di densità dello strato inferiore.

Spostando per comodità l'origine dell'asse z nel punto di quota $z + a$ e ponendo $l = z - (z_0 + a)$, otteniamo, nella zona di sovrapposizione, una densità

$$\delta(l) = N_0 \left(1 - \frac{a^2}{z_0^2}\right) + l \left(\frac{2\nu_0}{\zeta_0} - \frac{2\, N_0 a}{z_0^2}\right) - l^2 \left(\frac{N_0}{z_0^2} + \frac{\nu_0}{\zeta_0^2}\right) \qquad [23]$$

Tabella I

f/f_c	Formula di Appleton con $H = 0$	Formula di Appleton esatta $h_m = 100$ km			Formula di Appleton esatta $h_m = 200$ km							Formula di Appleton esatta $h_m = 500$ km						
		$f_c=2$	$f_c=3$	$f_c=4$	$f_c=3$	$f_c=5$	$f_c=6$	$f_c=7$	$f_c=8$	$f_c=9$	$f_c=10$	$f_c=3$	$f_c=5$	$f_c=6$	$f_c=7$	$f_c=8$	$f_c=9$	$f_c=10$
0.1	0.010	0.012	0.012	0.012														
0.3	0.093	0.111	0.110	0.109	0.109	0.106	0.105	0.104	0.103	0.102	0.101	0.108	0.105	0.104	0.103	0.101	0.101	0.100
0.5	0.274	0.326	0.317	0.310	0.315	0.305	0.305	0.303	0.302	0.299	0.297	0.312	0.300	0.297	0.295	0.299	0.297	0.296
0.7	0.607	0.715	0.694	0.675	0.689	0.672	0.668	0.666	0.662	0.657	0.655	0.685	0.669	0.665	0.661	0.657	0.653	0.648
0.8	0.879	1.039	1.005	0.977														
0.9	1.325	1.598	1.542	1.509	1.541	1.519	1.495	1.478	1.463	1.454	1.448	1.522	1.499	1.482	1.466	1.453	1.446	1.440
0.95	1.740	2.162	2.090	2.046	2.087	2.049	2.010	1.991	1.968	1.949	1.938	2.069	2.043	1.996	1.968	1.954	1.941	1.931
0.975	2.128	2.740	2.650	2.629	2.654	2.639	2.546	2.507	2.479	2.463	2.434	2.635	2.563	2.517	2.479	2.455	2.440	2.421
1.025	7.272	4.866	4.469	4.190														
1.05	3.888	3.677	3.483	3.406	3.468	3.383	3.386	3.404	3.424	3.448	3.483							
1.10	3.35	2.901	2.885	2.895														
1.20	2.878	2.505	2.548	2.589	2.556	2.628	2.637	2.674	2.692	2.705	2.717							
1.30	2.646	2.363	2.406	2.437														
1.40	2.509	2.294	2.334	2.363	2.340	2.390	2.404	2.417	2.427	2.434	2.441							
1.50	2.414																	
1.60	2.346	2.206	2.235	2.256	2.240	2.275	2.282	2.289	2.297	2.301	2.306							
1.80	2.255	2.163	2.190	2.200	2.184	2.210	2.217	2.218	2.225	2.231	2.233							
2	2.196	2.128	2.148	2.155	2.150	2.166	2.169	2.176	2.177	2.181	2.183							
2.5	2.118	2.081	2.095	2.100														
3	2.079	2.061	2.068	2.070	2.065	2.068	2.070	2.072	2.073	2.074	2.075							
3.5	2.058	2.046	2.048	2.048														
4	2.042	2.038	2.042	2.044														

Le frequenze sono in Mc/sec.

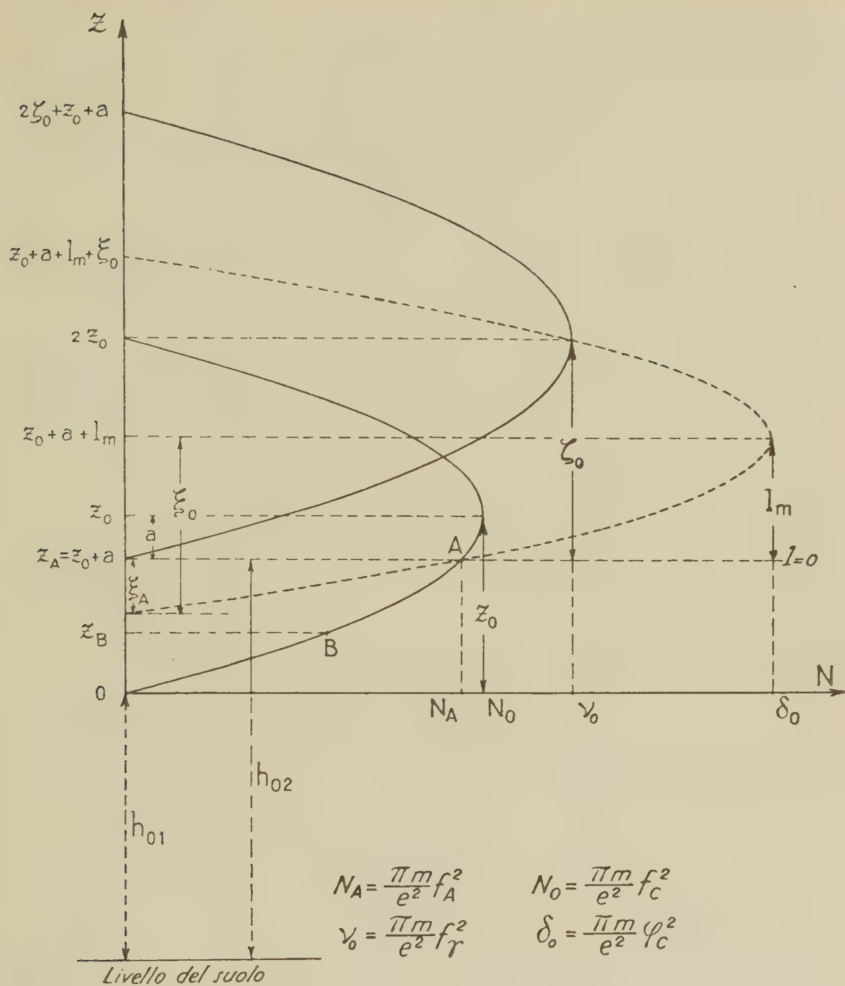


Fig. 8

La distribuzione, ancora evidentemente parabolica, ha il suo massimo alla quota

$$l_m = \frac{\dfrac{N_0}{z_0} - \dfrac{\nu_0}{\zeta_0}}{\dfrac{N_0}{z_0^2} + \dfrac{\nu_0}{\zeta_0^2}} \qquad [24]$$

La densità $\delta(l_m)$ vale allora

$$\delta(l_m)=\frac{\frac{N_0^2}{z_0^2}+\frac{N_0\nu_0}{\zeta_0^2}-\frac{N_0\nu_0\, a^2}{z_0^2\,\zeta_0^2}+\frac{\nu_0^2}{\zeta_0^2}-\frac{2N_0\nu_0\, a}{\zeta_0\, z_0^2}}{\frac{N_0}{z_0^2}+\frac{\nu_0}{\zeta_0^2}} \qquad [25]$$

Sostituendo alle densità N_0 e ν_0 le corrispondenti frequenze critiche, le [24] e [25] divengono

$$l_m=\frac{\zeta_0\, z_0^2 f_Y^2-\zeta_0^2\, a f_c^2}{\zeta_0^2 f_c^2+z_0^2 f_Y^2} \qquad [26]$$

$$\varphi_c^2=\frac{\zeta_0^2 f_c^4+z_0^2 f_Y^4+f_c^2 f_Y^2\,[z_0^2-a^2-2a\zeta_0]}{\zeta_0^2 f_c^2+z_0^2 f_Y^2} \qquad [27]$$

$\varphi_c=\left[\frac{e^2}{\pi m}\,\delta(l_m)\right]^{1/2}$ = frequenza critica corrispondente al massimo di $\delta(l)$

f_c e f_Y = frequenze critiche rispettivamente dello strato inferiore e dello strato superiore, ove ciascuno di essi esistesse indipendentemente dall'altro.

Ci riuscirà comodo in seguito porre $\delta(l)$ nella forma

$$\delta(\xi)=\delta_0\left[1-\left(1-\frac{\xi}{\xi_0}\right)^2\right] \qquad [28]$$

Si ricava immediatamente confrontando le [23] e [28]

$$\xi_0=z_0\,\zeta_0\,\frac{\varphi_c}{[\zeta_0^2 f_c^2+z_0^2 f_Y^2]^{1/2}} \qquad [29]$$

e

$$\delta_0=\delta(l_m) \qquad [30]$$

A titolo di es. per gli strati di fig. 8 nei quali si ha $z_0=40$ km, $\zeta_0=50$ km, $f_c=3$ Mc/sec, $f_Y=3{,}35$ Mc/sec, $a=-10$ km, si ottiene $\varphi_c=4.03$ Mc/sec , $\xi_0=40$ km , $l_m=27.75$ km , $\delta_0=2.04\cdot10^5$ $(\text{cm}^3)^{-1}$

5. È interessante conoscere anche il cammino ottico corrispondente ad una parte di strato; per es., nel caso di fig. 8 la deduzione della esatta curva teorica $h'(f)$ dell'altezza virtuale rende necessario conoscere il cammino ottico che corrisponde a intervalli di quota come $0 \vdash\!\dashv z_A$ e $z_A \vdash\!\dashv z_A+l_m$.

Ci limitiamo anche qui a considerare soltanto il raggio ordinario, distinguendo, al solito, i due casi $\frac{f}{f_c}<1$ e $\frac{f}{f_c}>1$.

Il calcolo è stato effettuato prendendo per f_H il suo valore a 500 km dal suolo (ciò corrisponde nel nostro schema a considerare uno strato col suo massimo di densità a 500 km da terra), e ritenendo che esso si mantenga costante nell'intervallo di integrazione della [10].

I risultati potranno applicarsi con buona approssimazione anche a distanze dalla terra considerevolmente diverse.

1º caso: $\frac{f}{f_c} < 1$. — Sia z_B (fig. 8) la quota del punto B; in generale, tranne il caso in cui z_B sia proprio la quota di riflessione delle onde di frequenza f, caso già considerato nei paragrafi precedenti, la variabile x assumerà per z_B un valore $\alpha < 1$. Avremo pertanto per la [10], colla posizione $x = \alpha\varrho$

$$ {}_{f_c}L_{oz_B}(f) = \frac{z_0}{2}\frac{f^2}{f_c^2}\int_0^1 \frac{\mu'\alpha\, d\varrho}{\left(1-\alpha\frac{f^2}{f_c^2}\varrho\right)^{1/2}} \qquad [31] $$

con integrando ovunque finito.

Il valore di $\frac{{}_{f_c}L_{oz_B}(f)}{z_0}$ è stato calcolato per valori di $\alpha = 0.2, 0.5, 0.8$ e per le tre frequenze critiche $f_c = 3, 6, 10$ Mc/sec.

Le curve ascendenti di fig. 9 mostrano $\frac{{}_{f_c}L_{oz_B}(f)}{z_0}$ in funzione di f

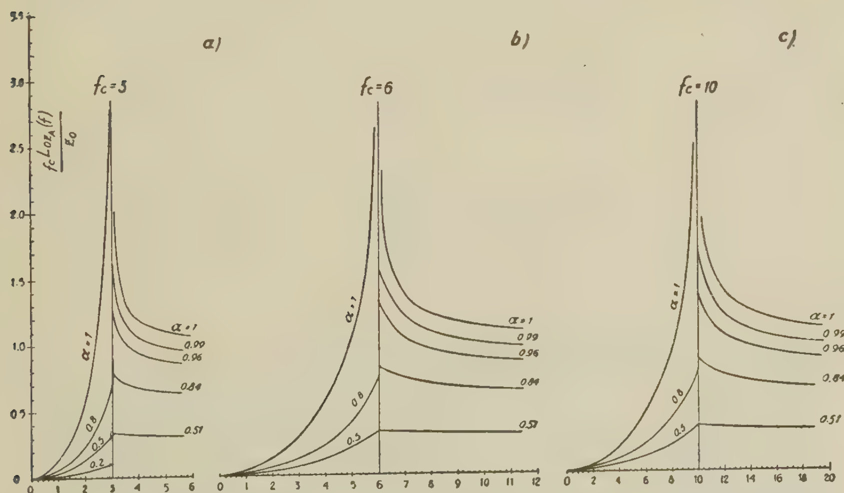


Fig. 9

per i diversi valori di α. Il valore z_B corrispondente ad α si deduce subito dalla [8]; la tabella II, a doppia entrata, mostra i valori di $\frac{z_B}{z_0}$ per vari valori di α e $\frac{f}{f_c}$.

TABELLA II

f/f_c \ α	0.2	0.5	0.8	1
0.3	0.0135	0.022	0.036	0.045
0.5	0.025	0.064	0.105	0.133
0.7	0.050	0.130	0.219	0.285
0.9	0.084	0.228	0.406	0.564
0.95	0.094	0.258	0.472	0.688
1	0.105	0.293	0.553	1

Si noti che la colonna per $\alpha = 1$ dà (in unità z_0) le altezze reali di riflessione delle frequenze f corrispondenti a ciascun $\frac{f}{f_c}$.

2° caso: $\frac{f}{f_c} > 1$. — La [10] si scrive

$$_{f_c}L_{oz_B}(f) = \frac{z_0}{2}\frac{f^2}{f_c^2}\int_0^{x=\alpha\frac{f_c^2}{f^2}} \frac{\mu'\,dx}{\left(1-x\frac{f^2}{f_c^2}\right)^{1/2}} = \frac{z_0\,\alpha}{2}\int_0^1 \frac{\mu'\,d\varrho}{(1-\alpha\,\varrho)^{1/2}} \quad [32]$$

con $\alpha < 1$ e avendo posto $x = \alpha\frac{f_c^2}{f^2}\varrho$.

In questo caso il valore z_B che corrisponde ad un fissato valore di α non dipende da f/f_c: si ha infatti $z_B = z_0\,[1-(1-\alpha)^{1/2}]$.
Le curve discendenti di fig. 9 mostrano l'andamento di $\frac{_{f_c}L_{oz_B}(f)}{z_0}$.

6. *Esempi di applicazione del calcolo alla deduzione delle altezze virtuali.* — *a*) Sia presente un solo strato (per es. strato *E*). Dallo ionogramma si deduce subito la frequenza critica f_c dello strato. L'altezza virtuale $h'(f)$, cioè nei nostri termini il cammino ottico totale corrispondente alla distanza tra il suolo e la quota di riflessione della frequenza f, si potrà scrivere

$$h'(f) = h_{01} + z_0 \frac{f_c L_{oz}(f)}{z_0} \qquad 0 \leq f \leq f_c \qquad [33]$$

essendo h_{01} la quota dove inizia (rispetto al suolo) la distribuzione di densità dello strato. Graficando $h'(f)$ sperimentale rispetto a $\frac{f_c L_{oz}(f)}{z_0}$ si ottiene una retta di coefficiente angolare z_0, intersecante l'asse delle h nel punto h_{01}.

b) Siano presenti due (o più) strati totalmente separati l'uno dall'altro.

Siano f_c, f_γ le frequenze critiche dei due strati lette direttamente sullo ionogramma e siano h_{02}, h_{01} le quote dove iniziano rispettivamente le distribuzioni di densità relative allo strato superiore e allo strato inferiore. Allora, per quote superiori a h_{02}, sarà

$$h'(f) = h_{02} + 2z_0 \left(\frac{f_c L_{oz_0}(f)}{z_0} - 1 \right) + \zeta_0 \frac{f_\gamma L_{o\zeta}(f)}{\zeta_0} \qquad [34]$$

o, anche

$$h'(f) - 2z_0 \left(\frac{f_c L_{oz_0}(f)}{z_0} - 1 \right) = h_{02} + \zeta_0 \frac{f_\gamma L_{o\zeta}(f)}{\zeta_0} \quad , \quad f_c \leq f \leq f_\gamma \qquad [35]$$

Il primo membro della [35] si può ritenere noto dalla [33] e quindi, graficandone i valori rispetto a $\frac{f_\gamma L_{o\zeta}(f)}{\zeta_0}$ si deducono sia h_{02} che ζ_0, in modo analogo al caso precedente. Sullo ionogramma si può distinguere il caso sopra considerato semplicemente costatando se è o no verificata la relazione di linearità [35].

L'eventuale presenza di altri strati sovrastanti e separati si tratterebbe in modo del tutto equivalente.

Una non linearità delle curve ottenute potrebbe indicare, in ogni caso, la non validità della ipotesi [5] oppure l'esistenza di strati ioniz-

zati intermedi non altrimenti rivelabili o, infine, una parziale sovrapposizione delle densità elettroniche degli strati del tipo di fig. 8.

c) Siano presenti due strati sovrapposti. — Conviene esaminare separatamente i casi in cui sia $a < 0$ e $a > 0$.

I. $a < 0$. Questo è il caso più interessante che si verifica con una certa frequenza in quanto il semispessore dello strato soprastante è spesso maggiore della distanza tra i due massimi di densità che di solito è di poche decine di km; sullo ionogramma questo caso è rivelato da una discontinuità della tangente alla curva $h'(f)$per una frequenza f_A. La fig. 10 indica per es. l'altezza virtuale $h'(f)$ per gli strati rappresentati in fig. 8 e per $h_m = 200$ km. Nelle nostre notazioni la quota a cui si manifesta la discontinuità è quella $z_A = z_0 + a$ che corrisponde all'inizio della distribuzione elettronica dello strato più alto. Graficando $h'(f)$ relativa alla prima porzione di curva, per tentativi rispetto ai valori di $\frac{f_c L_{oz_r}(f)}{z_0}$ corrispondenti a varie frequenze critiche f_c si otterrà un andamento rettilineo quando la f_c considerata è proprio quella corrispondente allo strato inferiore; si dedurranno allora immediatamente i valori h_{01} e z_0. D'altra parte la quota z_A del punto A è

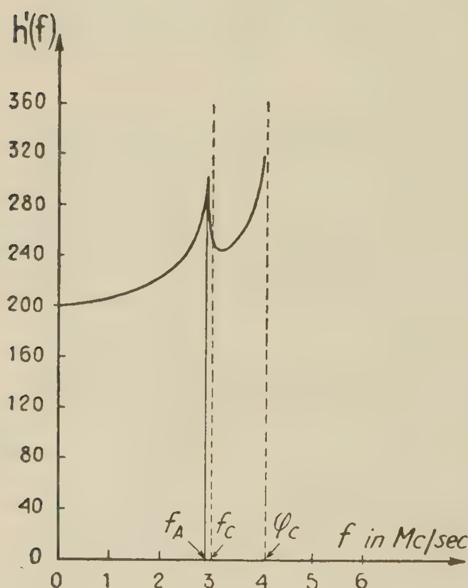


Fig. 10

$$z_A = z_0 \left[1 - \left(1 - \frac{f_A^2}{f_c^2}\right)^{1/2}\right] \qquad [36]$$

e ad essa, per frequenze $f > f_A$ corrisponderà un valore di $\alpha = \frac{f_A^2}{f^2}$ finché $f < f_c$ e $\alpha = \frac{f_A^2}{f_c^2}$ per $f > f_c$, cosicché, usando le curve di fig. 9 è facile dedurre il cammino ottico $L_{oz_A}(f)$ che corrisponde, per ogni frequenza, all'intervallo di quote tra 0 e z_A.

L'altezza virtuale nel caso $f > f_A$ si scrive

$$h'(f) = h_{01} + {}_{f_c}L_{oz_A}(f) + \xi_0 \frac{\varphi_c L_{\xi_A \xi}(f)}{\xi_0} = h_{01} + {}_{f_c}L_{oz_A}(f) + \xi_0 \left[\frac{\varphi_c L_{o\xi}(f) - \varphi_c L_{o\xi_A}(f)}{\xi_0}\right] ; \quad [37]$$

φ_c è letta senz'altro sullo ionogramma.

Ancora per la [8] potremo scrivere l'incognito valore di ξ_A

$$\xi_A = \xi_0 \left[1 - \left(1 - \frac{f_A^2}{\varphi_c^2}\right)^{1/2}\right] \quad [38]$$

che, per frequenze $f > f_A$, corrisponde anch'esso a valori di $\alpha = \frac{f_A^2}{f^2}$.

Osserviamo che $\frac{\varphi_c L_{o\xi}(f)}{\xi_0}$ si deduce dalla fig. 7 e $\frac{\varphi_c L_{o\xi_A}(f)}{\xi_0}$ dalla fig. 9, cosicché, per ogni frequenza f, è possibile graficare $h'(f) - h_{01} - L_{oz_A}(f)$ in funzione di $\frac{\varphi_c L_{o\xi}(f) - \varphi_c L_{o\xi_A}(f)}{\xi_0}$; si otterrà una semiretta uscente dall'origine con coefficiente angolare ξ_0.

A questo punto saranno noti f_c, z_0, φ_c, ξ_0; inoltre come risulta dalla fig. 8 si avrà anche

$$a = z_A - z_0 = -z_0 \left(1 - \frac{f_A^2}{f_c^2}\right)^{1/2} \quad [39]$$

e

$$l_m = \xi_0 - \xi_A = \xi_0 \left(1 - \frac{f_A^2}{\varphi_c^2}\right)^{1/2} \quad [40]$$

che, tenuto conto della [39] si può anche scrivere

$$l_m = \xi_0 \left[1 - \frac{f_c^2}{\varphi_c^2}\left(1 - \frac{a^2}{z_0^2}\right)\right]^{1/2} ; \quad [41]$$

pertanto, risolvendo rispetto a ζ_0 e f_Y, il sistema formato dalle [26] e [29] si ricavano le seguenti espressioni

$$f_Y^2 = \frac{S^2}{z_0^2} \frac{\xi_0^2}{z_0^2 \varphi_c^2 - \xi_0^2 f_c^2} \quad [42]$$

$$\zeta_0 = S \frac{\xi_0^2}{z_0^2 \varphi_c^2 - \xi_0^2 f_c^2} = \frac{z_0^2}{S} f_Y^2 \quad [43]$$

con

$$S = z_0^2 \varphi_c^2 \frac{l_m}{\xi_0^2} + a f_c^2 . \quad [44]$$

Inoltre è

$$h_{02} = h_{01} + z_0 + a \qquad [45]$$

II. $a > 0$. Questo caso è notevolmente più difficile ad esaminare ma, in compenso, si può ritenere piuttosto raro. I sottocasi possibili sono sostanzialmente quelli mostrati in fig. 11.

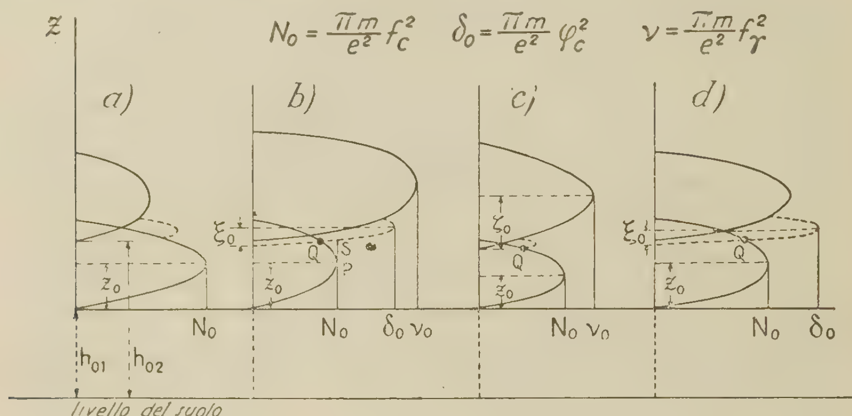


Fig. 11

Il caso a, più semplice, permette solo la deduzione delle caratteristiche dello strato inferiore che scherma completamente, ove ci sia, lo strato superiore. Nel caso b sono noti sperimentalmente f_c, φ_c, f_γ usando la [33] otteniamo z_0 e h_{01}: ora però, per frequenze f comprese tra f_c e φ_c, l'altezza virtuale è influenzata in modo non prevedibile dalla ritardazione tra le quote $z_P \vdash\!\dashv z_Q$ e $\xi_Q \vdash\!\dashv \xi_S$; essa, comunque, si scrive nella forma

$$h'(f) = h_{01} + {}_{f_c}L_{oz_o}(f) + {}_{f_c}L_{z_oz_Q}(f) + {}_{\varphi_c}L_{\xi_Q\xi}(f) \qquad [46]$$

da cui, con semplici trasformazioni, si deduce che

$$h'(f) - h_{01} - 2\,{}_{f_c}L_{oz_o}(f) = -\,{}_{f_c}L_{oz_Q}(f) - {}_{\varphi_c}L_{o\xi_Q}(f) + \xi_0 \frac{{}_{\varphi_c}L_{o\xi}(f)}{\xi_0} \qquad [47]$$

Il grafico del primo membro della [47] rispetto a $\dfrac{{}_{\varphi_c}L_{o\xi}(f)}{\xi_0}$ man mano che f si approssima a φ_c, tende asintoticamente a una retta limite di coefficiente angolare ξ_o e intersecante l'asse delle ordinate nel punto

$$h^* = -\,{}_{f_c}L_{oz_Q}(\varphi_c) - {}_{\varphi_c}L_{o\xi_Q}(\varphi_c) \quad . \qquad [48]$$

Una volta noto ξ_0, facendo uso delle formule [29] e [27], si ottengono le seguenti espressioni per ζ_0 e a:

$$\zeta_0 = \frac{\xi_0 z_0 f_\gamma}{(z_0^2 \varphi_c^2 - \xi_0^2 f_c^2)^{1/2}} \qquad [49]$$

$$a = -\zeta_0 + \left[\zeta_0^2\left(1 - \frac{\varphi_c^2 - f_c^2}{f_\gamma^2}\right) + z_0^2\left(1 - \frac{\varphi_c^2 - f_\gamma^2}{f_c^2}\right)\right]^{1/2} =$$

$$[50]$$

$$= \zeta_0 \left[-1 + \frac{z_0 \varphi_c}{f_c f_\gamma \xi_0} (f_\gamma^2 - \varphi_c^2 + f_c^2)^{1/2}\right] \quad ;$$

mediante la [45] si ottiene poi h_{02}.

I casi c e d, assai più complicati, si verificano quando sullo ionogramma risultano due sole frequenze critiche di cui la prima è certamente quella dello strato sottostante mentre l'altra Φ può essere, a priori, sia la φ_c sia la f_γ.

Essi sono caratterizzati dall'essere rispettivamente $\varphi_c < f_c$ e $\varphi_c > f_c$, ma non può stabilirsi immediatamente quale delle due alternative sia verificata.

Sono noti direttamente f_c e Φ; con il metodo sopra indicato per il caso b e nell'ipotesi di trovarsi nel caso d si possono dedurre anche h_{01}, z_0 e ξ_0. Notiamo inoltre che ambedue i termini al secondo membro della [48] sono integrali del tipo [32] corrispondenti rispettivamente a due valori di α, tra loro proporzionali $\alpha_1 = \frac{f_Q^2}{f_c^2}$ e $\alpha_2 = \frac{f_Q^2}{\varphi_c^2} = \alpha_1 \frac{f_c^2}{\varphi_c^2}$; è allora semplice, per tentativi, determinare l'appropriato valore di α_1 che soddisfa la [48] stessa, da cui si deduce infine $f_Q = \alpha_1^{1/2} f_c$. Noto così f_Q si ottengono le quote corrispondenti al punto Q, nel quale i grafici delle due distribuzioni paraboliche di densità elettronica si intersecano

$$z_Q = z_0 \left[1 + \left(1 - \frac{f_Q^2}{f_c^2}\right)^{1/2}\right] \qquad [51]$$

$$\xi_Q = \xi_0 \left[1 - \left(1 - \frac{f_Q^2}{\varphi_c^2}\right)^{1/2}\right] \qquad [52]$$

Dovrà essere allora

$$h'(f) = h_{01} + {}_{f_c}L_{o z_o}(f) + {}_{f_c}L_{z_o z_Q}(f) + {}_{\Phi}L_{\xi_Q \xi_o}(f) \quad ; \qquad [53]$$

e, se la [53] si riduce ad una identità per $f_c < f < \Phi$, allora effettiva-

mente la distribuzione di densità osservata al disopra dello strato più basso sarà $\delta(l)$ cosicché

$$\Phi=\varphi_c \quad , \quad a=z_Q-z_0=z_0\left(1-\frac{f_0^2}{f_c^2}\right)^{1/2} \quad ;$$

altrimenti ci si troverà nel caso *c*. Quest'ultima eventualità introduce l'ulteriore indeterminazione del punto Q; il valore di ζ_0 può determinarsi in modo analogo ai casi precedenti esaminando il comportamento della curva $h'=h'\left(\frac{\Phi^{l_{0\zeta}}}{\zeta_0}\right)$ ma rimane indeterminato il valore di a e quindi di h_{02}.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Ottobre 1952.

RIASSUNTO

Si calcola l'indice di rifrazione di gruppo per la propagazione verticale di un'onda elettromagnetica nella ionosfera per la latitudine di Roma, usando la formula esatta data per primo da Appleton e considerando l'influenza del campo magnetico terrestre ma trascurando l'assorbimento.

Quindi si calcola per tre valori della altezza del massimo di densità elettronica e per vari valori della frequenza critica, il « cammino ottico » corrispondente a un'onda di frequenza f, *riflessa o attraversante uno strato. In modo analogo si determina il cammino ottico corrispondente a una parte di strato attraversato.*

Si sviluppa infine un metodo generale di confronto delle curve della altezza virtuale h'(f) *colla teoria, per determinare in modo generale i parametri geometrici della distribuzione di densità elettronica; rigraficando le curve* h'(f) *si ottengono direttamente lo spessore* z_0 *di ciascuno strato e la sua altezza rispetto al suolo, sia per il caso di strati totalmente separati che parzialmente sovrapposti.*

Il metodo di analisi si sta ora applicando allo studio delle caratteristiche locali della ionosfera, in vista di un più approfondito confronto con fenomeni geomagnetici e solari.

SUMMARY

In this paper we calculate the group refractive index, relative the vertical propagation of an electromagnetic wave in the ionosphere for the latitude of Rome, using the exact formula first given by Appleton,

considering the influence of the magnetic field but neglecting the absorption determined by the electron impacts.

Afterwards we calculate on this basis, for three values of maximum electronic density height and for various values of the critical frequency, the « optical path » corresponding to a wave of given frequency f, *which penetrates a « parabolic » layer and either crosses it or is reflected by it. With analogous calculation we determine the optical path corresponding to a portion of crossed layer.*

Afterwards we develop a method for comparing the experimental curve of the virtual height h′(f) *with the theory in order to determine, in a general manner, the geometrical parameters of the electronic distribution in ionospheric layers; we redraw the experimental* h′(f) *curves obtaining directly the thickness* z_0 *of every layer and its height above ground level, considering both the cases of totally separated and of partially superposed layers.*

We are using this method of analysis in order to study the characteristics of the ionosphere here in Rome, for a successive comparison with geomagnetic and solar data.

BIBLIOGRAFIA

(1) Appleton E. V., J. Inst. Elect. Engrs, 1932, 71, 642.
(2) Appleton E. V., Proc. Roy. Soc., 1937, 162, 451.
(3) Booker H. G. - Seaton H. L., Phys. Rev., 1940, 57, 87.
(4) Pierce J. A., Phys. Rev., 1947, 71, 698.
(5) Baypay R. R. - Mathur K. B., Indian J. Phys., 1937, 11, 165.
(6) Millington G., Proc. Phys. Soc., 1938, 50, 1.
(7) Millington G., Proc. Phys. Soc., 1938, 50, 561.
(8) De Voogt A. H., Tijds Nederland. Radiogenootschap. 1948 (nov.), 183.
(9) Poeverlein H., Z. Angew. Phys., 1951, 3, 135.
(10) Whale H. A. - Stanley J. P., I. Atmosph. Terr. Phys., 1950, 1, 82.
(11) Shinn D. H. - Whale H. A., J. Atmosph. Terr. Phys., 1952, 2, 85.
(12) Appleton E. V. - Beynon W. J. G., Proc. Phys. Soc., 1940, 52, 518.
(13) Appleton E. V. - Beynon W. J. G., Proc. Phys. Soc., 1947, 59, 58.
(14) Ratcliffe J. A., Wireless Eng., 1933, 10, 354.

LA STAZIONE SISMICA DI MESSINA

ANTONINO GIRLANDA

Uno degli scopi principali per cui fu istituito, verso il 1876, l'Osservatorio di Messina fu quello delle osservazioni sismiche. L'Osservatorio, che in un primo tempo fu aggregato all'Istituto Nautico, ebbe inizialmente soltanto la possibilità di eseguire la determinazione astronomica del tempo, le ordinarie osservazioni meteorologiche e la regolazione dei cronometri delle numerose navi che toccavano il porto di Messina.

Nel 1896 il Comune di Messina, riconosciuta l'insufficienza e l'irrazionale ubicazione del locale fino allora destinato ad osservatorio, intraprese la costruzione di un nuovo edifizio sulla collina dell'Andria, sorgente alla periferia della città, in località allora riconosciuta come la più idonea alle osservazioni geofisiche in genere, e a quelle sismiche in particolare. La costruzione ebbe termine nel 1902 e, l'anno successivo, il Consiglio Provinciale e il Comune di Messina, su proposta della Facoltà di Scienze, deliberarono di farne la consegna all'Università e di affidare la direzione del nuovo Osservatorio al professore titolare di fisica terrestre, la cui cattedra era in corso di istituzione. Nel 1904 l'Osservatorio di Messina divenne così l'Istituto di Fisica Terrestre e di Meteorologia dell'Università.

Gli strumenti destinati alle prime osservazioni sismiche furono alcuni « sismoscopi avvisatori » di vario tipo e un sismografo a due componenti, costruito su un modello di Agamennone. Questo sismografo, che con i sismoscopi era stato fornito dall'Ufficio di Meteorologia e Geodinamica, era costituito da un pendolo della lunghezza di 15 metri, con una massa di 300 kg; la carta si svolgeva con una velocità di circa 40 centimetri all'ora e il tempo veniva segnato ogni mezz'ora.

Sin d'allora si era ravvisata la necessità di attrezzare l'Istituto di strumenti più sensibili e completi e, in seguito al grave terremoto, che l'8 settembre 1905 colpì duramente la Calabria e parte della Sicilia, venne accelerato l'impianto di un microsismografo Vicentini, che iniziò il suo regolare funzionamento il 1° gennaio 1906.

Verso la fine del 1908 era in via di realizzazione un notevole in-

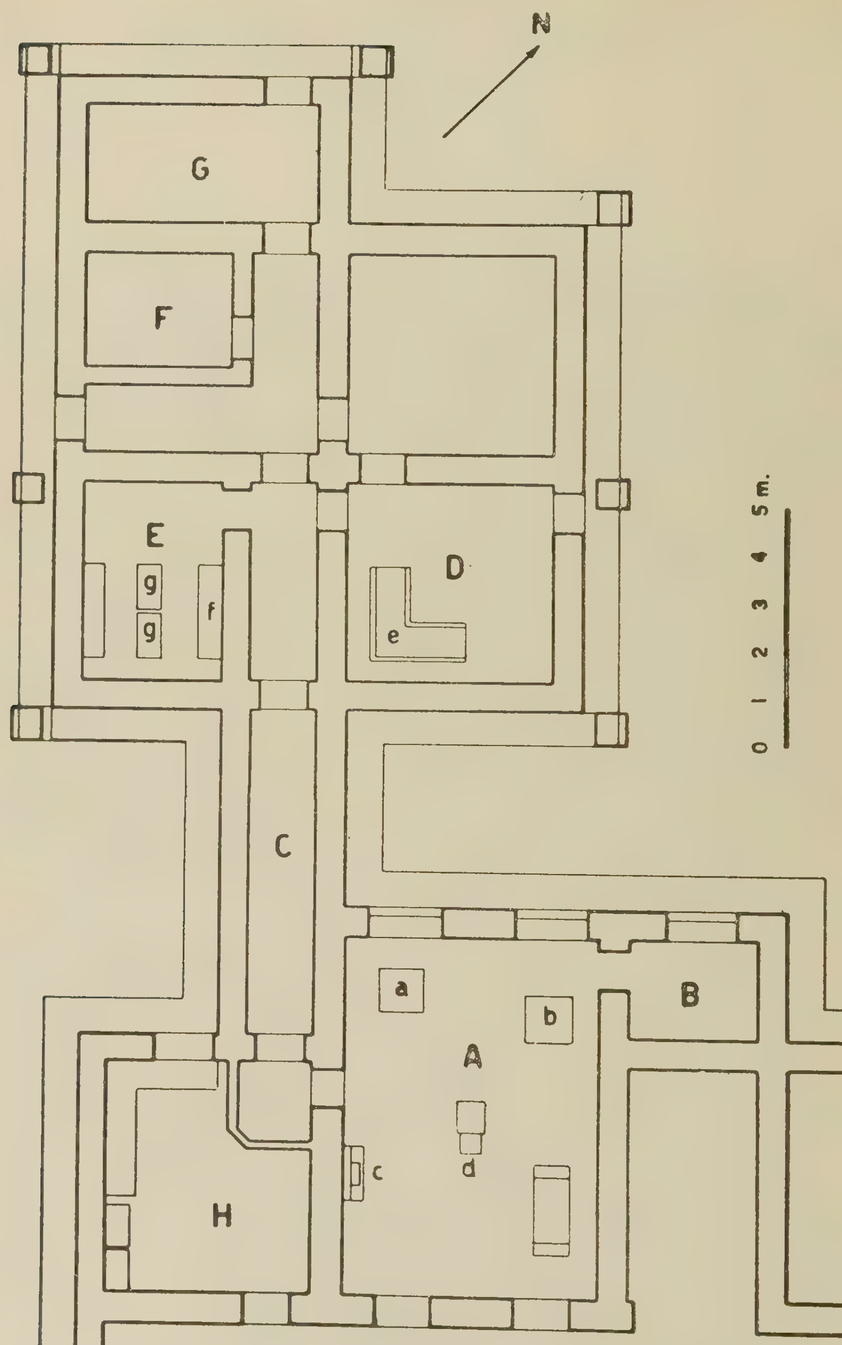


Fig. 1

cremento dell'attrezzatura sismica con l'impianto di due pendoli orizzontali del Mainka, costruiti a Messina, e di un Wiechert orizzontale da 200 kg. acquistato a Göttingen da Splindler e Hoyer. Il grande terremoto, che all'alba del 28 dicembre di quell'anno distrusse quasi totalmente Messina, paralizzò tutte le attività: i due Mainka furono distrutti nel crollo di un'ala dell'edifizio e il Vicentini gravemente dan-



Fig. 2

neggiato. Il disastro che commosse l'opinione pubblica mondiale, destò, come avviene generalmente in simili occasioni, un grande interesse nei confronti dei problemi riguardanti la sismologia e numerosi furono i programmi e le proposte per l'organizzazione di un servizio sismico efficiente. Così, la Commissione Reale, incaricata di designare le aree più adatte per la ricostruzione dei fabbricati, nel presentare il rendiconto dei lavori più urgenti da essa eseguiti nel 1° semestre del 1909, aveva formulato una serie di proposte complementari tra le quali figurava la seguente: che in Calabria sorgessero delle stazioni sismiche secondarie funzionanti sotto la direzione dell'Osservatorio di Messina. Così, durante la terza riunione della Commissione permanente della Associazione Sismologica Internazionale, tenutasi a Zermatt nel 1909, il delegato del Governo italiano, prof. Luigi Palazzo, avanzò la propo-

sta di istituire, tra gli osservatori di Messina, Catania e gli osservatori in Calabria, un servizio di « triangolazione sismica, con collegamento telegrafico, per lo studio delle velocità di propagazione delle onde sismiche, conformemente a quanto si era già fatto in Giappone e conformemente alle idee che in quel tempo andavano sviluppandosi per opera di Kövesligety. Le vicende parlamentari del tempo e il susseguirsi di difficoltà di vario genere non permisero, né allora né in seguito, l'attuazione di questi brillanti disegni.



Fig. 3

Le osservazioni sismiche furono continuate con l'ausilio del sismografo Vicentini, rapidamente riparato e collocato nel sotterraneo dell'Istituto, che era rimasto quasi illeso. Nel 1912 l'Istituto fu dotato di un pendolo orizzontale Conrad e di due pendoli orizzontali di Alfani a registrazione meccanica. Questa attrezzatura non fu sostanzialmente modificata fino al 1947, anno in cui l'Istituto Nazionale di Geofisica, ravvisando la necessità di disporre in Messina di un osservatorio facente parte della rete geofisica italiana, stipulava con l'Università una convenzione in seguito alla quale veniva impiantata la nuova stazione sismica di Messina.

In un primo tempo fu impiantato un sismografo verticale di tipo Wiechert avente la massa di 80 kg, costruito nelle officine dell'I.N.G.

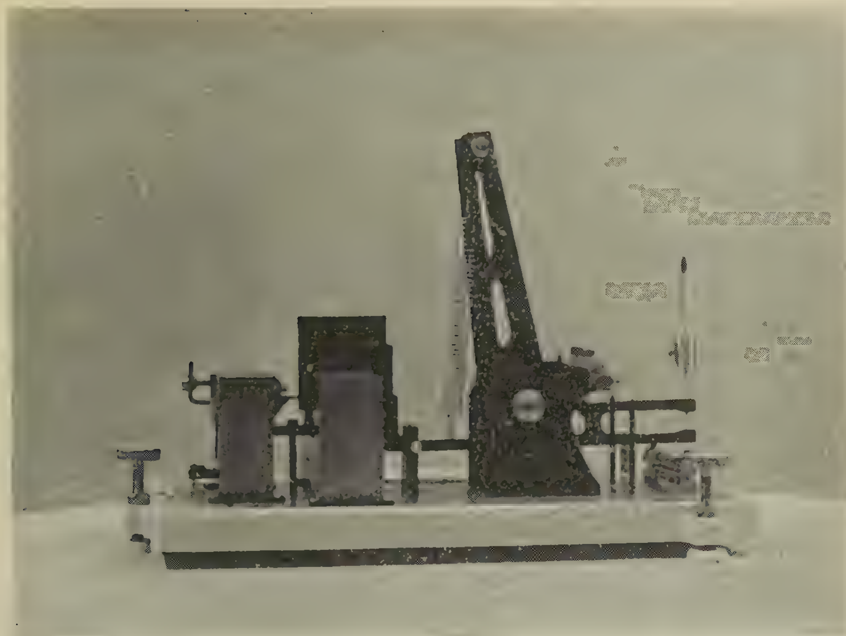


Fig. 4

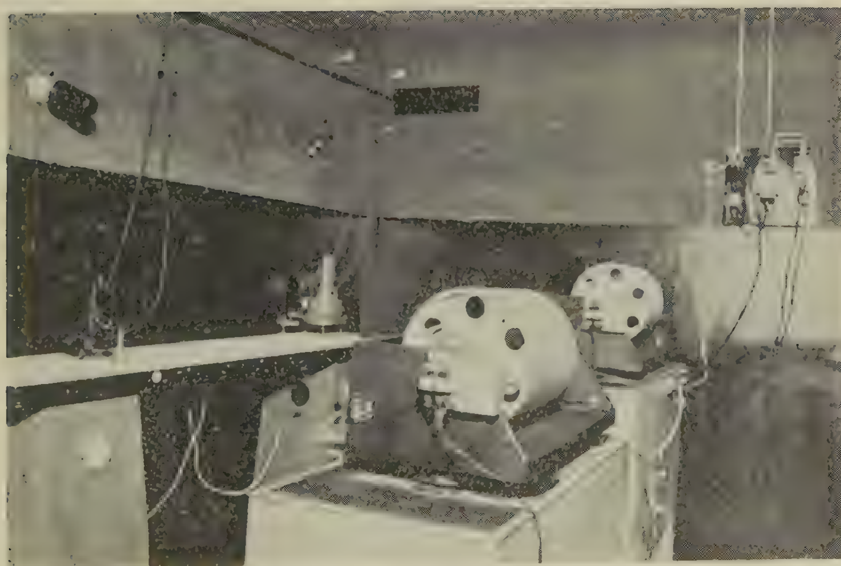


Fig. 5

e dotato del nuovo tipo di smorzatore ad aria adottato dall'Istituto Nazionale di Geofisica per i sismografi dello stesso tipo funzionanti negli osservatori della rete sismica italiana [1]; fu, inoltre, messo in efficienza

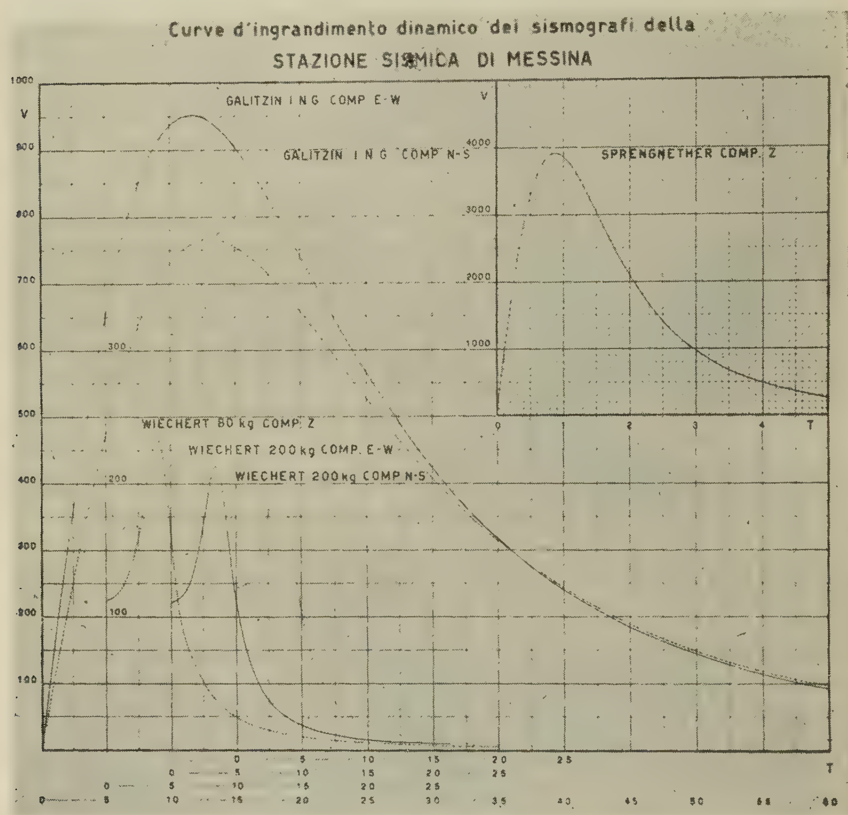


Fig. 6

il vecchio sismografo orizzontale Wiechert con la sostituzione completa del meccanismo di registrazione e smorzamento.

In seguito l'Istituto Geofisico ebbe assegnato, sui fondi del piano E.R.P., un sismografo verticale Sprengnether a breve periodo, corredato di un galvanometro e di due registratori fotografici. Tale sismografo, com'è noto, è essenzialmente costituito da un pendolo verticale di tipo Galitzin. L'asse di rotazione è determinato da due coppie di laminette d'acciaio incrociate e la massa del sistema oscillante è distribuita in modo che la molla di sospensione sopporti il peso di poche diecine di grammi; questa circostanza permette l'uso di una molla di

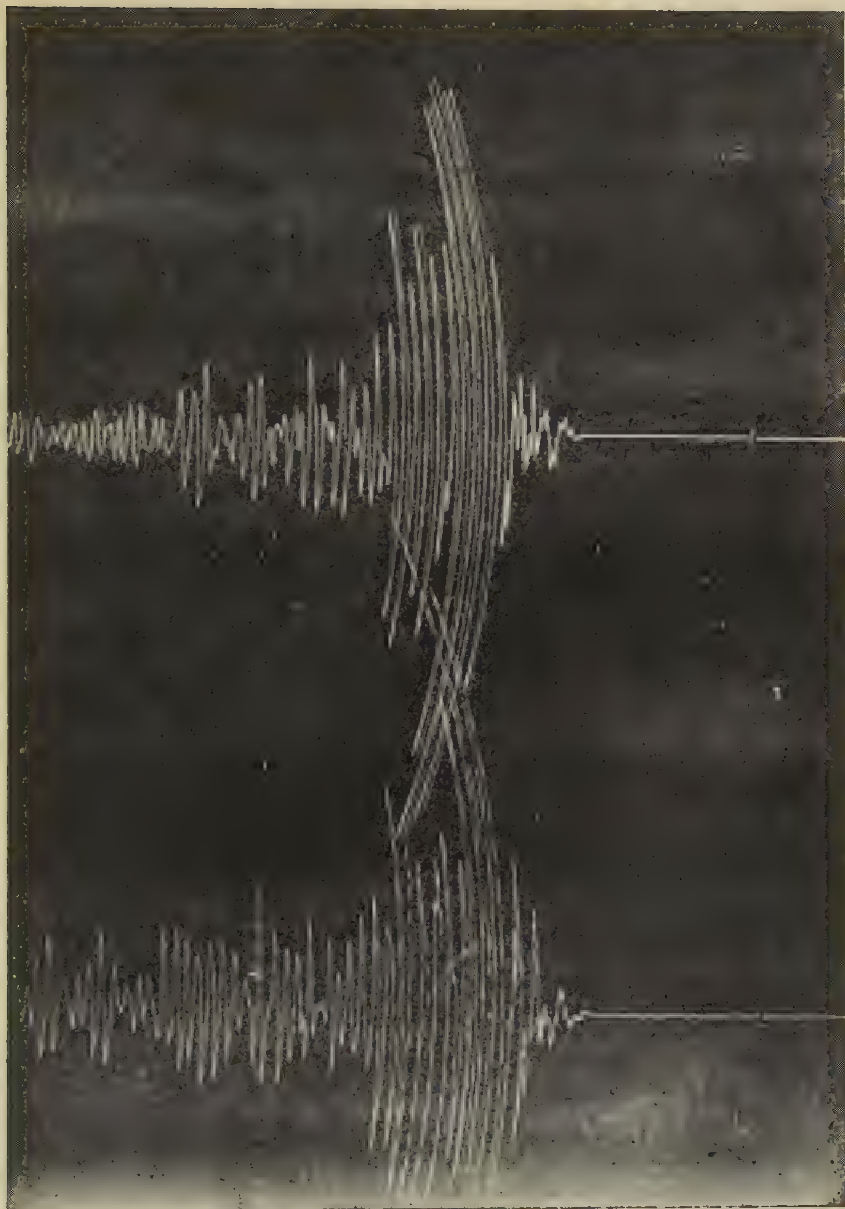


Fig. 7

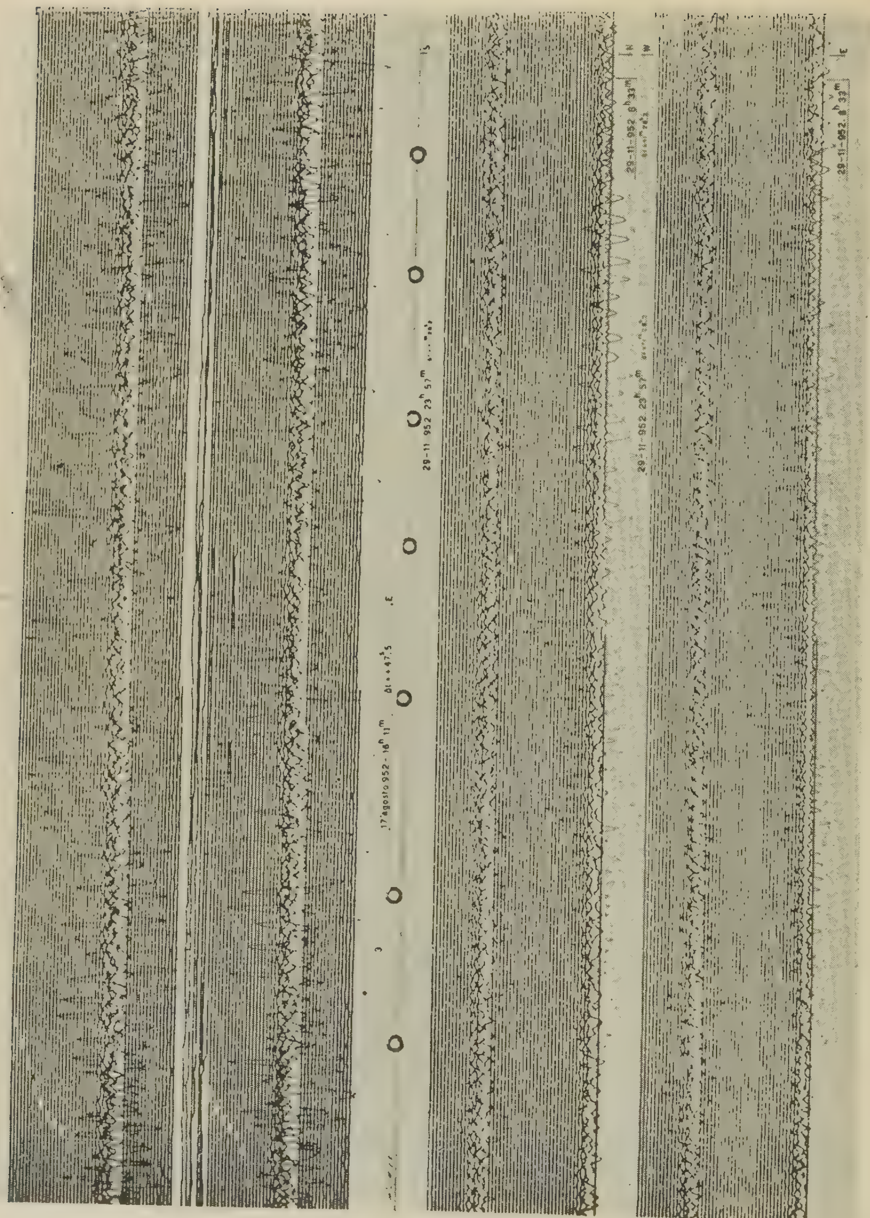

17 agosto 952 - 16h 11m
29-11-952 23h 57m
29-11-952 23h 57m
29-11-952 6h 33m
29-11-952 6h 33m

Fig. 8 a

sospensione relativamente debole e, conseguentemente rende rapida ed agevole la regolazione e minimo l'effetto di temperatura sulle costanti elastiche della molla stessa. La bobina oscilla nel campo magnetico, non regolabile, generato da un magnete permanente ad elevata magnetizzazione, fissato alla base dello strumento. L'amplificazione, qualora se ne ravvisi la necessità, può essere ridotta per mezzo di un opportuno shunt magnetico. Lo smorzamento è ottenuto per mezzo di un'aletta di rame oscillante nel campo magnetico regolabile di un secondo magnete anch'esso fissato alla base.

L'Istituto Nazionale di Geofisica ha completato, infine, la attrezzatura strumentale con l'invio di due sismografi orizzontali Galitzin del tipo I.N.G. Per avere la possibilità di impiegare i due registratori Sprengnether, non si è potuto adottare il sistema speciale di registrazione introdotto nella stazione sismica di Roma (2) che permette il funzionamento dei registratori nello stesso ambiente in cui sono collocati i sismografi. Si è dovuto, pertanto, allestire un locale, adiacente alla sala dei sismografi, per adibirlo a sala di registrazione. Per registrare le due componenti orizzontali Galitzin su un unico foglio, è stato modificato uno dei due registratori fotografici Sprengnether, dimezzando la velocità di rotazione del tamburo e munendolo di un secondo riflettore.

Le coordinate geografiche della stazione sono le seguenti:

latitudine = 38° 11',8 N,
longitudine = 15° 33',3 E,
altitudine: m. 45 sul livello del mare.

Il terreno su cui poggia la stazione è costituito da alluvione rossa quaternaria a facies sabbiosa, ghiaiosa, leggermente argillosa; l'invasamento è costituito da uno zoccolo scistoso cristallino.

I locali destinati alle osservazioni sismiche e ai servizi, come si vede dalla planimetria riportata nella fig. 1, sono così distribuiti:

A - Sala dei sismografi a registrazione meccanica, nella quale in *a* (fig. 2) è collocato il sismografo Wiechert verticale, in *b* il sismografo Wiechert orizzontale, in *c* il pendolo regolatore Riefler per i segnali del tempo, in *d* un apparecchio radio per la recezione dei segnali orari;

B - Saletta per gli accumulatori;

C - Corridoio di accesso ai locali destinati ai sismografi ad amplificazione elettromagnetica;

D - Sala dei sismografi ad amplificazione elettromagnetica, nella

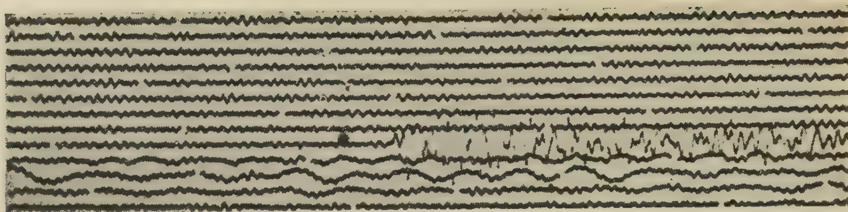


Fig. 8 b

quale in *e*, su un unico basamento, sono collocati i due sismografi Galitzin (fig. 3) e il sismografo Sprengnether (fig. 4);

E - Saletta per la registrazione fotografica, nella quale in *f*, su apposita mensola, sono collocati i galvanometri e in *g*, su appositi supporti, i due registratori fotografici (fig. 5);

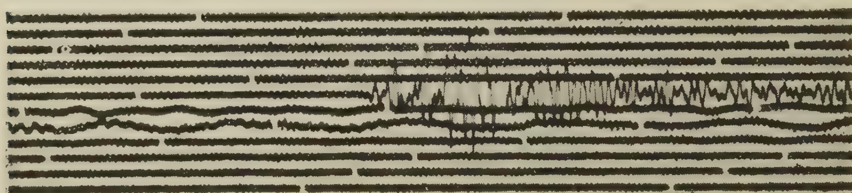


Fig. 8 c

F - Camera oscura per la preparazione delle carte dei sismografi a registrazione fotografica;

G - Saletta dei clinometri il cui impianto è di prossima realizzazione;

H - Camera oscura per lo sviluppo e il fissaggio delle carte fotografiche.

I valori delle costanti strumentali, quali risultano nella ultima determinazione eseguita nell'agosto 1952, sono riportati nelle tabelle seguenti:

	Componente	Tg	Ts	Vm	K	u	A	l	D
Galitzin l. N. G.	NS	22ˢ,1	22ˢ,9	800ca	32,45	0,043	118	118	30
Galitzin l. N. G.	EW	20ˢ,7	19ˢ,7	952ca	49,70	0,016	105	115	30

	Componente	Tg	Ts	Vm	u	kA/l	D
Sprengnether	V	1ˢ,5	1ˢ,5	3.900	0,000	8.000	60

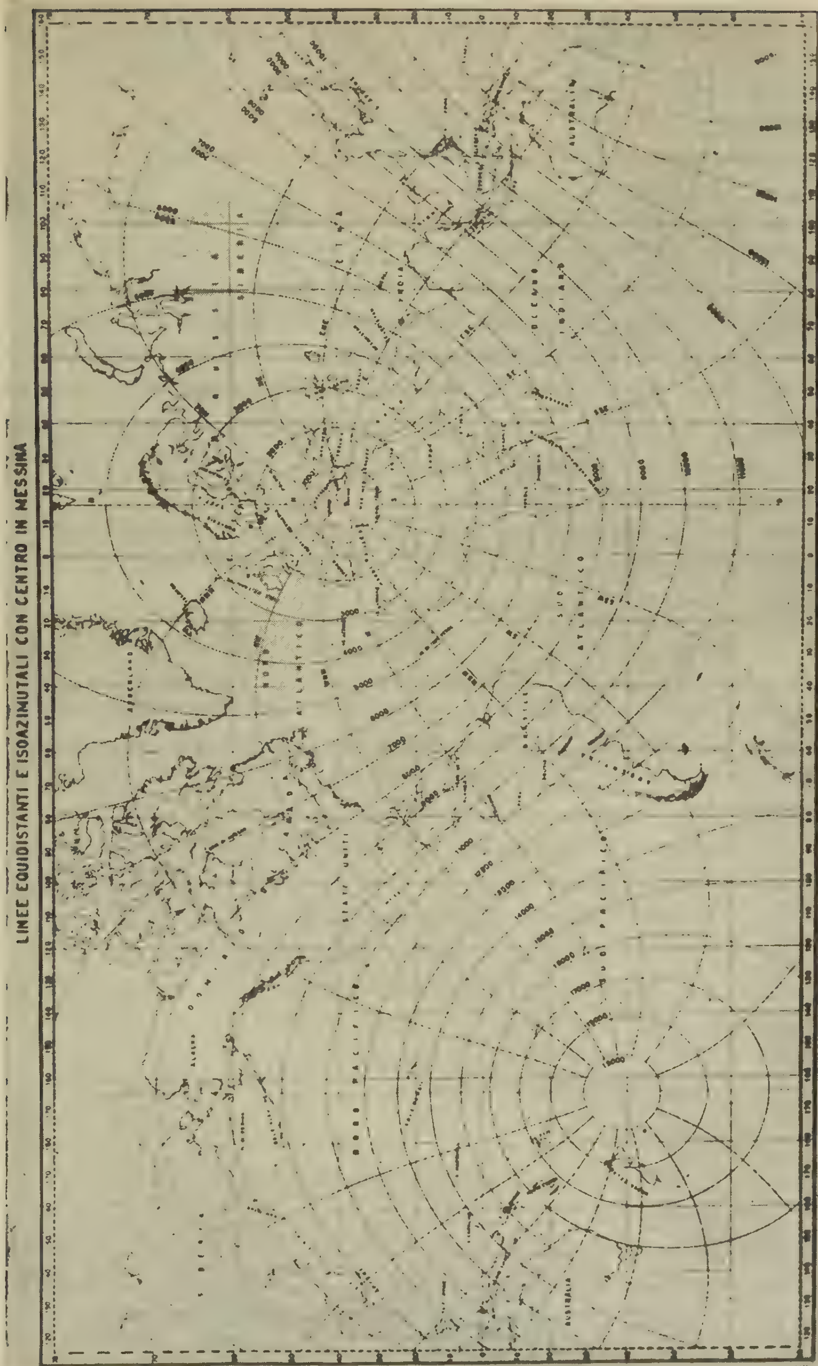


Fig. 9

	Componente	T_0	V_0	Smorz.	h	r/T^2	D
Wiechert 200 Kg.	NS	$3^s,7$	121,8	aria	0,332	0,062	30
Wiechert »	EW	$3^s,8$	110,7	aria	0,270	0,059	30
Wiechert 80 Kg.	V	$4^s,3$	112,5	aria	0,249	0,072	30

Le corrispondenti curve di ingrandimento dinamico sono riportate nella fig. 6.

La registrazione sistematica ha avuto inizio nell'agosto del 1947, in un primo tempo coi due soli sismografi Wiechert. Nel febbraio 1951 ha avuto inizio il regolare funzionamento dello Sprengnether e, infine, nel dicembre dello stesso anno la stazione ha iniziato la sistematica registrazione in tutta la sua attuale efficienza. I risultati dello spoglio delle registrazioni vengono mensilmente pubblicati nel bollettino dell'Istituto Nazionale di Geofisica.

In tutto l'anno 1952 sono stati registrati complessivamente 673 terremoti, di cui: 401 lontanissimi (u), 28 lontani (r), 138 vicini (v), 87 locali (d), 19 non caratterizzabili.

Nelle figg. 7, 8 sono riportati alcuni esempi di registrazioni ottenute con i diversi tipi di strumenti.

Nella fig. 9 è riportata una carta di linee equidistanti ed isoazimutali, allestita allo scopo di determinare rapidamente gli epicentri provvisori usufruendo dei dati della sola stazione di Messina, qualora il carattere delle registrazioni ottenute lo consenta.

La posizione della stazione sismica di Messina, prossima a zone fortemente anomale dal punto di vista geofisico — in particolare sismico —, la rende di eccezionale interesse per lo studio dei fenomeni sismici e delle caratteristiche fisiche della crosta terrestre.

È quindi giustificato il proposito di farne un caposaldo della rete sismica italiana.

Messina - Osservatorio dell'I.N.G. — Dicembre 1952.

RIASSUNTO

Si danno ampie notizie sulla nuova stazione sismica di Messina, facente parte della rete sismologica dell'Istituto Nazionale di Geofisica.

Gli strumenti a registrazione meccanica (Wiechert 200, Wiechert 80 kg) e quelli a registrazione fotografica (Galitzin e Sprengnether)

fanno della stazione sismica di Messina uno dei caposaldi della rete sismologica italiana.

SUMMARY

Complete information is given on the new seismic station of Messina taking part in the seismological net of the Instituto Nazionale di Geofisica.

The mechanical registration instruments (Wiechert 200, Wiechert 80 kg) and those for photographic registration (Galitzin and Sprengnether) make the seismic station of Messina one of the most important of the Italian seismological net.

STUDIO PRELIMINARE SULLE OSCILLAZIONI LIBERE DEL LAGO DI IDRO

Maria Cecilia Spadea

Dal lavoro « I laghi d'Italia » di R. Riccardi, si traggono le seguenti notizie circa i dati che caratterizzano il lago di Idro: lat. 45°47′ N circa; Long. 1°17′ W ca. (Monte Mario); alt. m 368; sup. kmq 10,87; lungh. mass. fra gli estremi km 10, lungo la linea di valle km 10,8; mass. largh. km 2; mass. prof. m. 122.

Questi ed altri dati vanno considerati come approssimativi, essendo soggetti a tante cause di variazione: diversità di metodi di misura, cambiamenti stagiònali o secolari o accidentali, ecc.

Per la determinazione analitica delle fondamentali caratteristiche dei moti liberi del lago, si è fatto ricorso alla carta batimetrica del lago stesso pubblicata dal De Agostini nell'« Atlante dei laghi Italiani ». La carta è stata riportata al 25.000.

Il lago è stato diviso, lungo la linea di valle, in 32 sezioni di 300 in 300 m salvo le prime due, per le quali l'equidistanza è stata di 150 m. Dette sezioni vanno contate a partire dall'estremo Nord (figg. 1-2).

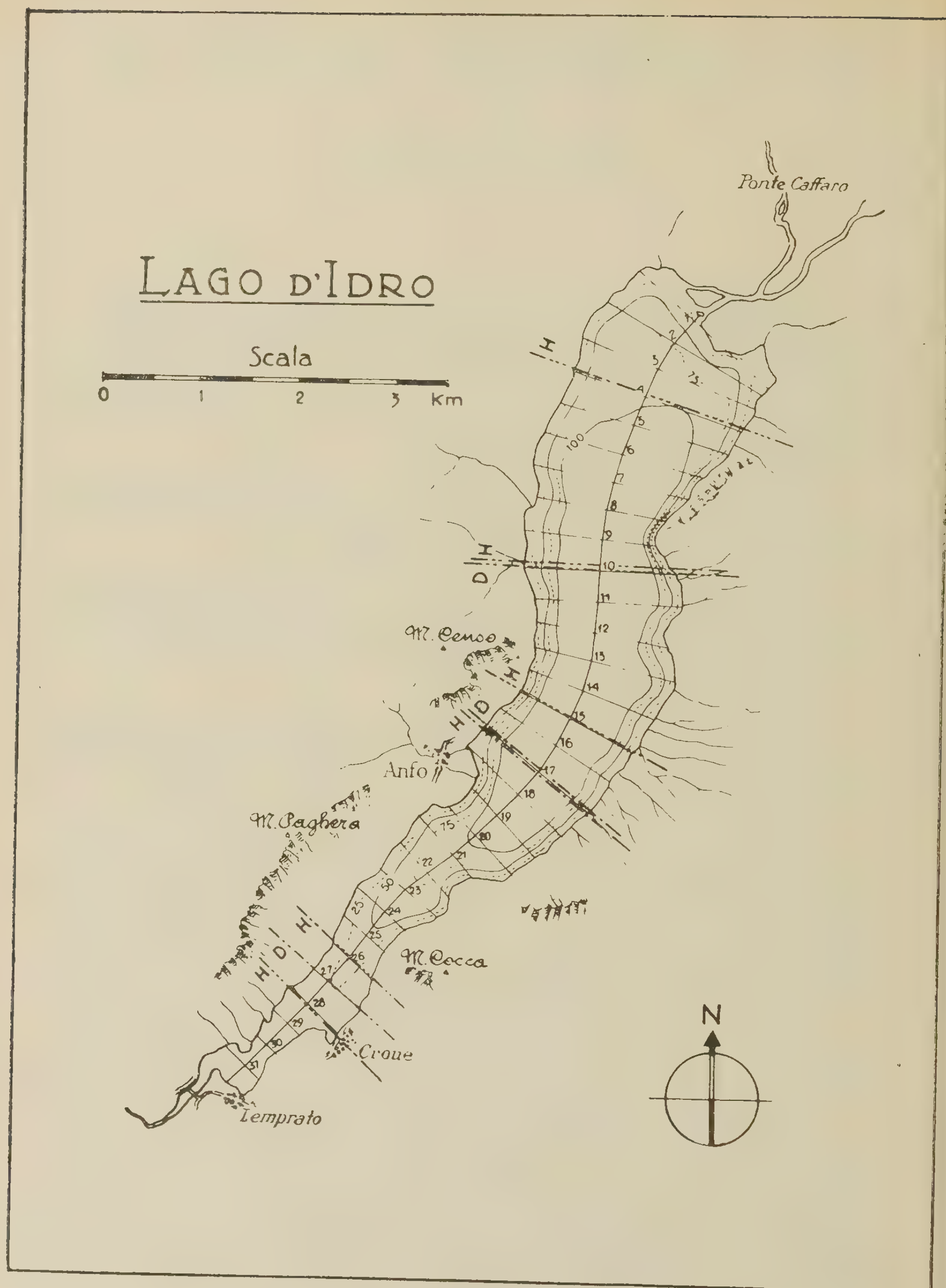
La larghezza $b(x)$ delle singole sezioni in superficie, l'area $S(x)$ delle sezioni stesse, l'area $v(x)$ della superficie libera del lago fra due sezioni consecutive, l'area $V(x)$ fra le varie sezioni e l'estremo Nord del lago e i valori della funzione $\sigma(x)$ (uguale al prodotto $S(x) \cdot b(x)$) per le 32 sezioni, sono riportati nella tabella I.

Si è provveduto quindi alla determinazione della curva normale del lago, che come è noto, si ottiene rappresentando $\sigma(x)$ in funzione di $V(x)$. La figura 3 ne dà l'andamento.

La complessità della curva normale ha portato ad escludere l'applicazione di uno dei metodi suggeriti da Chrystal, per la determinazione degli elementi caratteristici delle sesse del lago.

Si è fatto pertanto ricorso ai metodi di Hidaka e di Defant, l'applicazione dei quali prescinde dalla forma della curva normale.

Il metodo di Hidaka, la cui teoria è stata esposta altrove, è stato applicato per il caso $m = 2$.



LAGO D'IDRO
Scala
0 1 2 3 Km
Ponte Caffaro
M. Censo
Anfo
M. Paghera
M. Cocca
Croue
Lemprato
N

Fig. 1

TABELLA I

Sezioni	$\Delta(x)$ m	$S(x)$ 10^3 m²	largh. $b(x)$ m	$v(\ )$ hm²	$V(x)$ hm²	$\sigma(x)$ [hm³]	$z = \frac{V}{a}$	$\frac{z^2(1-z)^2}{\sigma(z)}$ (Mm³)	Δz	$M = \Delta z \frac{z^2(1-z)^2}{\sigma(z)}$	M z	M z^2	M z^3	M z^4
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0					
1	150	29,75	1412	22,297	22,297	42,607	·0 993	9,284	·01993	·18503	·00369	·00007	·000002	·00000004
2	300	96,25	1825	48,649	70,946	175,656	·06341	20,096	·04348	·87377	·05541	·00351	·00022	·00002
3	»	133,00	1875	57,432	128,378	249,375	·11473	41,343	·05132	2,12172	·24342	·02792	·00320	·00036
4	»	143,50	1775	58,108	186,486	274,712	·16667	75,733	·05194	3,93357	·65561	·10927	·01821	·00303
5	»	149,00	1775	54,054	240,540	264,475	·21497	107,685	·04830	5,20119	1,11810	·24035	·05165	·01113
6	»	151,25	1675	57,432	297,972	253,344	·26630	150,704	·05133	7,73564	2,06000	·54861	·14613	·03891
7	»	141,75	1620	48,649	346,621	229,635	·30978	199,055	·04348	8,65491	2,68112	·83053	·25731	·07971
8	»	117,75	1325	41,892	388,513	156,019	·34 22	329,255	·03744	12,32731	4,28029	1,48618	·51602	·17912
9	»	118,25	1320	43,243	431,756	156,090	·38587	359,792	·03865	13,90596	5,36589	1,06070	·79904	·30830
10	»	111,75	1515	46,622	478,378	169,301	·42754	353,808	·04167	14,74318	6,30330	2,69491	1,15218	·49257
11	»	137,25	1475	48,649	527,027	202,444	·47101	306,653	·04347	13,33021	6,27866	2,95731	1,39287	·65611
12	»	120,50	1340	47,297	574,324	161,4 0	·51328	386,511	·04227	16,33782	8,38588	4,30436	2,20936	1,13401
13	»	142,25	1465	41,892	616,216	238,395	·55072	293,768	·03744	10,99867	6,05719	3,33579	1,83711	1,01166
14	»	127,25	1375	44,595	660,811	174,969	·59058	334,116	·03986	13,31786	7,86526	4,67500	2,74321	1,62012
15	»	117,25	1275	41,216	702,027	149,494	·62742	365,566	·03674	13,43089	8,42681	5,28720	3,31730	2,08138
16	»	119,0	1320	40,540	712,567	157,080	·66365	317,227	·03623	11,49313	7,62742	5,06192	3,35933	2,22944
17	»	129,75	1350	47,973	790,540	175,162	·70652	245,470	·04287	10,52158	7,43371	5,25206	3,71065	2,62166
18	»	107,00	1320	43,243	833,783	141,249	·74517	255,310	·03865	9,86773	7,35314	5,47935	4,08307	3,04262
19	»	55,25	950	32,432	856,215	52,487	· 7415	582,430	·02898	16,87879	13,06672	10,11563	7,83108	6,06235
20	»	70,50	915	28,378	894,593	64,507	·79952	398,251	·02537	10,10363	8,07805	6,45854	5,16376	4,12844
21	»	52,50	815	29,730	924,323	42,787	·82609	482,389	·02657	12,81708	10,58806	8,74663	7,22550	5,96891
22	»	41,25	710	22,973	947,296	29,287	·84662	575,682	·02053	11,81875	10,00599	8,47121	7,17185	6,07176
23	»	39,25	740	22,297	969,593	29,045	·86654	460,320	·01992	9,16957	7,94580	6,88534	5,96646	5,17017
24	»	24,50	650	21,622	991,215	15,925	·88587	642,386	·01933	12,41732	11,00013	9,74474	8,63252	7,64733
25	»	15,25	550	18,919	1010,134	8,387	·90278	918,088	·01691	15,52485	14,01552	12,65291	11,42272	10,31223
26	»	11,50	500	16,216	1026,350	5,750	·91727	1001,739	·01449	14,51520	13,31436	12,21280	11,20240	10,27560
27	»	8,75	590	18,243	1044,593	5,162	·93357	743,898	·01630	12,12554	11,32004	10,56801	9,86595	9,21056
28	»	18,25	640	19,595	1064 188	11,680	·95109	184,931	·01752	3,23999	3,08152	2,83080	2,78746	2,65112
29	»	4,50	375	16,892	1081,080	1,687	·96618	628,334	·01509	9,48156	9,16089	8,85104	8,55170	8,26242
30	»	1,75	240	10,811	1091,891	0,420	·97584	1309,524	·00966	12,65000	12,34438	12,04609	11,75501	11,47102
31	»	3,75	475	8,784	1100,675	1,781	·98369	145,985	·00785	1,14598	1,12729	1,10891	1,09082	1,07304
32	»	0	0	18,243	1118,918	0	1	0	0					
										310,86843	207,24365	155,12759	124,20409	103,81510
										l_0	l_1	l_2	l_3	l_4

Sia a la superficie del lago, g l'accelerazione di gravità, λ un parametro che risulta dalla risoluzione dell'equazione di III grado (corrispondente al caso $m = 2$); i periodi delle oscillazioni libere si traggono dalla formula:

$$T = 2\pi\, a/(g\lambda)^{1/2} \qquad [1]$$

L'equazione che consente la determinazione dei valori di λ contiene opportune combinazioni di certe grandezze I_0, I_1, I_2, I_3, I_4, i valori delle quali vengono dedotti dai dati che caratterizzano la forma

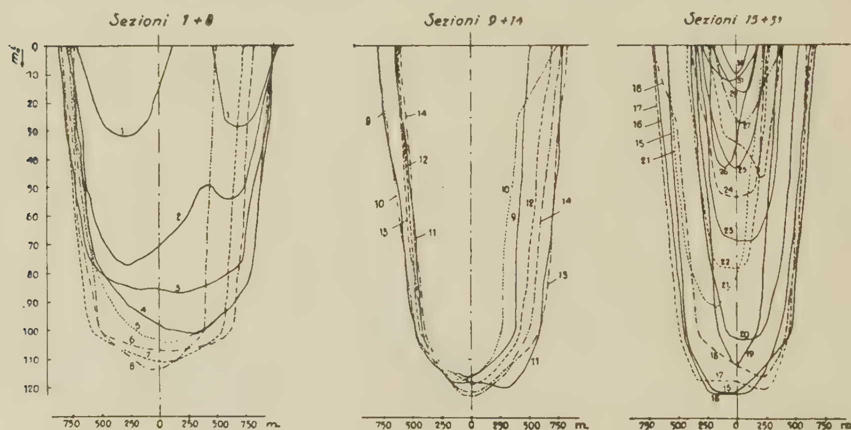


Fig. 2

del lago. Poiché, come si è detto, la curva normale è risultata di forma complessa, la relativa equazione di Chrystal è stata risolta mediante integrazione numerica. Da tale risoluzione (vedi tabella I), si sono tratti i seguenti valori:

$$I_0 = 310{,}86843$$
$$I_1 = 207{,}24365$$
$$I_2 = 155{,}12759$$
$$I_3 = 124{,}26409$$
$$I_4 = 103{,}81510$$

Ne è venuta la seguente equazione di III grado in λ:

$$4166{,}937\lambda^3 - 63{,}009\lambda^2 + 0{,}16997\lambda - 0{,}000095238 = 0$$

Il metodo delle approssimazioni successive ha dato i tre seguenti valori per λ:

$$\lambda_1 = 0{,}0007677$$
$$\lambda_2 = 0{,}002515$$
$$\lambda_3 = 0{,}011839$$

Poiché $a = 0{,}111892$ Mm², conseguono dalla [1] per i tre valori di λ ottenuti,

$$T_1 = 13^m{,}5$$
$$T_2 = 7^m{,}5$$
$$T_3 = 3^m{,}4$$

che rappresentano i periodi delle sesse uni-bi-trinodali del lago di Idro.

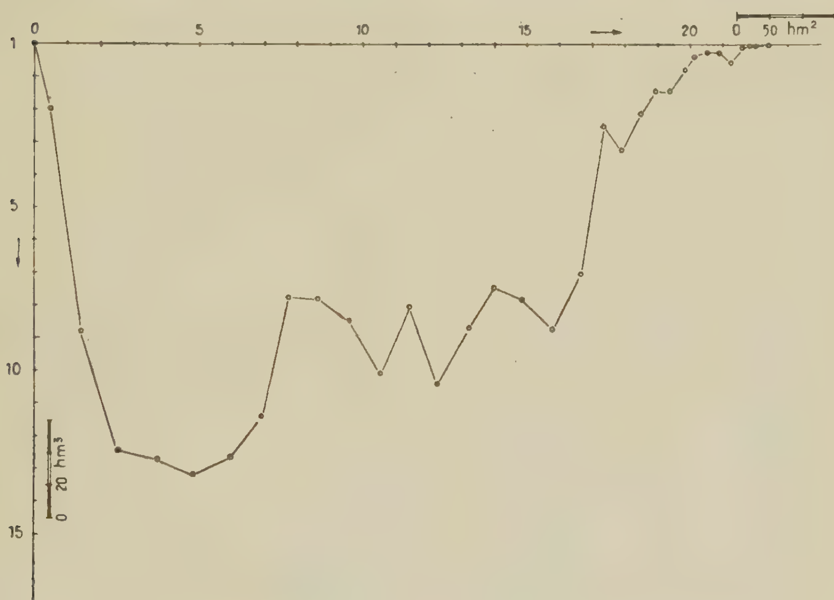


Fig. 3

Per la determinazione dei nodi va tenuto presente che in essi $du/dz = 0$. Ciò comporta nel caso $m = 2$.

$$4\frac{A_2}{A_0}z^3 + 3\left(\frac{A_1}{A_0} - \frac{A_2}{A_0}\right)z^2 + 2\left(1 - \frac{A_1}{A_0}\right)z = 0 \qquad [2]$$

dove il valore dei rapporti A_1/A_0 e A_2/A_0 può essere dedotto dal sistema di equazioni in A_0, A_1, ... una volta determinati i valori di I_0, I_1, ... e per ogni valore di λ.

Avremo pertanto, con riferimento all'oscillazione libera uninodale l'equazione di III grado in z:

$$17,40040\, z^3 - 17,62232\, z^2 + 5,07468\, z - 1 = 0 \ .$$

Risolta tale equazione con il metodo delle approssimazioni successive, si è pervenuti al seguente valore per z.

$$z = 0,71812$$

che è il solo dei valori di z compresi fra 0 e 1.

L'uninodo corrisponde quindi ad una sezione che dista dall'estremo Nord m 4890.

Il valore di λ corrispondente all'oscillazione libera binodale è:

$$\lambda = 0,002515$$

Pertanto la corrispondente equazione dei nodi viene:

$$58,28488\, z^3 - 75,69180\, z^2 + 19,31876\, z + 1 = 0 \ .$$

Le due radici di z comprese tra 0 e 1 sono le seguenti:

$$z_1 = 0,42578$$
$$z_2 = 0,91124 \ .$$

Le linee nodali della sessa binodale corrispondono perciò a sezioni trasversali che distano dall'estremo Nord m 2687 e m 7375 rispettivamente.

Per la sessa trinodale si ha:

$$\lambda = 0,11839 \ .$$

La corrispondente equazione dei nodi risulta pertanto:

$$10,5896\, z^3 - 18,3642\, z^2 + 8,9480\, z - 1 = 0 \ .$$

Le tre radici di questa equazione sono tutte evidentemente comprese fra 0 e 1. Eccone i valori:

$$z_1 = 0,15876$$
$$z^2 = 0,62764$$
$$z^3 = 0,94777$$

A questi valori corrispondono tre sezioni trasversali (trinodi) che distano dall'estremo Nord m 854, m 4200, m 8043 rispettivamente.

Tabella II

Sezioni	I⁰ Uninodole	II⁰ Binodale	III⁰ Trinodale
0	— 1	— 1	— 1
1	— .90574	— 1.35532	— .82891
2	— .74470	— 1,93529	— .50378
3	— .62341	— 2.30835	— .19903
4	— .56319	— 2.38700	+ .03023
5	— .55064	— 2.23400	+ .18009
6	— .56969	— 1.87753	+ .28050
7	— .60170	— 1.45399	+ .32451
8	— .63414	— 1.02226	+ .33621
9	— .66596	— 0.53307	+ .32681
10	— .69171	+ 0.02120	+ .29642
11	— .70112	+ 0.60271	+ .24701
12	— .68499	+ 1.14397	+ .18663
13	— .64355	+ 1.58202	+ .12694
14	— .56518	+ 1.98500	+ .06069
15	— .45552	+ 2.28007	+ .00043
16	— .30763	+ 2.47996	— .05457
17	— .07457	+ 2.57866	— .11029
18	+ .19612	+ 2.51723	— .12773
19	+ .44042	+ 2.36588	— .16561
20	+ .68559	+ 2.15050	— .17272
21	+ .97562	+ 1.83705	— .17047
22	+ 1,22430	+ 1.52877	— .16118
23	+ 1,48708	+ 1.17055	— .14525
24	+ 1,76280	+ 0.76709	— .12302
25	+ 2,02164	+ 0.36471	— .09742
26	+ 2,25689	— 0.01747	— .07080
27	+ 2,53668	— 0.48971	— .03551
28	+ 2,85595	— 1.04958	+ .00920
29	+ 3,14055	— 1.57598	+ .05348
30	+ 3,34037	— 1.93497	+ .08472
31	+ 3,502[illegible]9	— 2.24013	+ .11186
32	+ 3,85276	— 2.91184	+ .17340

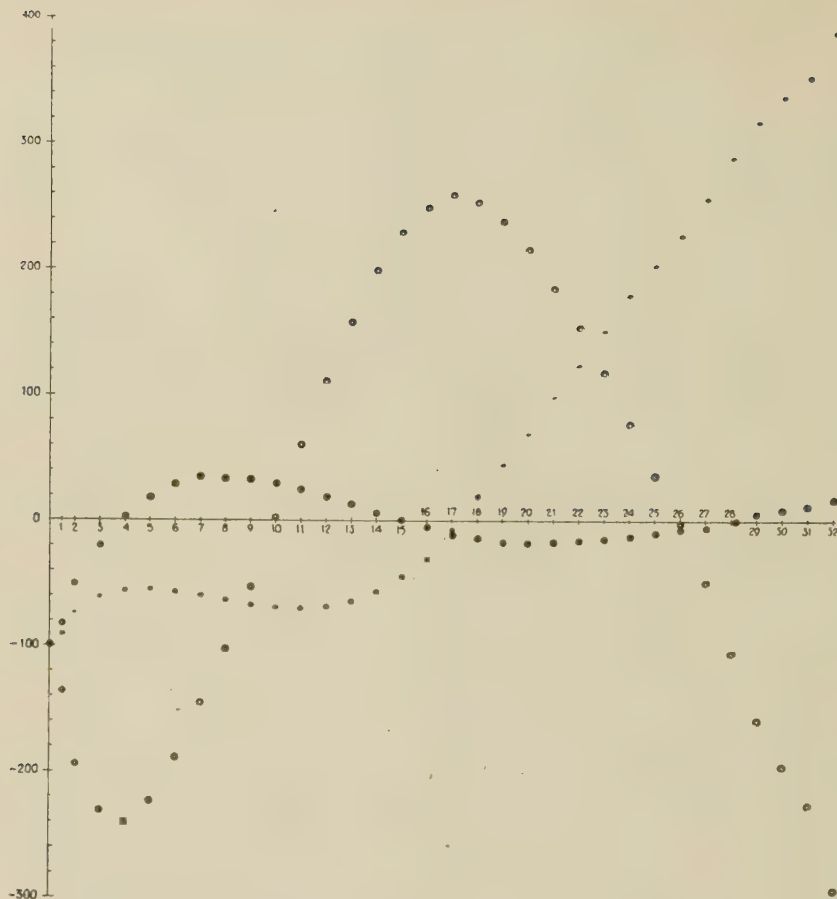


Fig. 4

Fu calcolato poi l'andamento dello spostamento verticale della superficie del lago, corrispondentemente alle tre oscillazioni libere studiate.

Le equazioni che danno l'andamento degli spostamenti verticali sono:

$$\zeta' = 17{,}40040\, z^3 - 17{,}62232\, z^2 + 5{,}07468\, z - 1$$

per la sessa uninodale

$$\zeta'' = 58{,}28438\, z^3 - 75{,}69180\, z^2 + 19{,}31876\, z + 1$$

per la sessa binodale

$$\zeta''' = 10{,}5896\, z^3 - 18{,}3642\, z^2 + 8{,}9480\, z - 1$$

per la sessa trinodale

TABELLA III

	UNINODALE							BINODALE			
SEZ.	Λx 10^2 cm	$S(x)$ 10^7 cm²	$v(x)$ 10^8 cm²	q 10^{10} cm³	$2\xi_0$ 10^2 cm	$2\Delta\eta_0$ cm	$2\eta_0$ cm	q 10^{10} cm³	$2\xi_0$ 10^2 cm	$2\Delta\eta_0$ cm	$2\eta_0$ cm
0	0	0	0				100,00				100,00
1	150	29,75	22,297	22,3	— 7,49	— 0,84	99,16	22,3	— 7,49	— 2,23	9 , 7
2	300	96,25	48,619	70,54	— 7,33	— 0,83	98,33	70,84	— 7,35	— 2,19	95,58
3	»	133,00	57,432	127,01	— 9,55	— 2,15	96,18	125,73	— 9,45	— 5,63	89,95
4	»	143,50	58,108	182,9[illegible]	— 12,75	— 2,87	93,31	178,00	— 12,40	— 7,39	82,56
5	»	149,00	54,054	223,34	— 15,66	— 3,53	89,78	222,63	— 14,94	— 8,91	73,65
6	»	151,25	5[illegible],432	284,90	1[illegible],81	— 4,24	85,51	264,93	— 17,52	— 10,45	63,20
7	»	141,75	48,649	326,51	— 23,03	— 5,19	80,35	295,68	— 20,86	— 12,44	50,76
8	»	117,75	41,892	360,17	— 30,59	— 6,89	73,46	316,94	— 26,92	— 16,05	34,71
9	»	118,25	43,243	391,94	— 33,15	— 7,47	65,99	331,95	— 28,07	— 16, 4	17,97
10	»	111,75	46,622	422,71	— 37,83	— 8,52	57,47	340,33	— 30,45	— 18,15	0,18
11	»	137,25	48,649	450,67	— 32,84	7,40	50,07	340,24	— 24,79	— 14,78	— 14,95
12	»	120,50	47,297	4[illegible]4,35	— 39,37	— 8,87	41,20	333,15	— 27,65	— 16,48	— 31,44
13	»	142,25	4[illegible],892	491,61	— 34,56	— 7,79	33,41	319,9[illegible]	— 22,49	— 13,41	— 44,85
14	»	127,25	44,595	50[illegible],51	— 39,80	— 8,97	24,44	299,99	— 23,57	— 14,05	— 58,90
15	»	117,25	41,216	516,58	— 44,06	— 9,93	14,51	2[illegible]5,71	— 23,51	— 14,02	— 72,92
16	»	119,00	40,540	522,46	— 43,90	— 9,89	4,62	246,15	— 20,68	— 12,33	— 85,25
17	»	129,75	47,973	521,68	— 40,44	— 9,11	— 4,49	205,25	— 15,82	— 9,43	— 94,68
18	»	107,00	43,243	522,74	48,85	— 11,01	— 15,50	164,31	— 15,36	— 9,16	103,84
19	»	55,25	32,432	517,71	— 93,70	— 21,11	— 36,61	130,63	23,64	— [illegible]4,09	— 117,93
20	»	70,50	28,378	507,32	— 71,96	— 16,21	— 52,82	97,16	— 13,78	— 8,22	— 126,15
21	»	52,50	29,730	491,62	— 93,64	— 21,10	— 73,92	59,66	— 11,36	— 6,77	152,92
22	»	41,25	22,973	474,64	— 115,06	— 25,92	— 99,84	24,53	— 5,95	— 3,55	— 156,47
23	»	39,25	22,297	452,38	— 115,26	— 25,97	— 125,81	— 10,35	+ 2,64	+ 1,57	— 154,90
24	»	24,50	21,622	425,18	— 173,54	— 39,10	— 164,91	— 43,85	+ 17,90	+ 10,67	— 144,23
25	»	15,25	18,919	393,98	— 258,35	— 58,21	— 223,12	— 71,14	+ 46,65	+ 27,81	— 116,42
26	»	11,50	16,216	357,80	— 311,13	— 70,10	— 293,22	— 90,02	+ 78,28	+ 46,67	— 69,75
27	»	8,75	18,243	304,31	— 317,78	— 78,36	— 371,58	— 102,74	+ 117,42	+ 70,01	+ 0,26
28	»	18,25	19,595	231,50	— 126,85	— 28,58	— 400,16	— 102,69	+ 56,2[illegible]	+ 33,55	+ 33,81
29	»	4,50	16,892	163,91	— 364,24	— 82,07	— 482,23	— 96,98	+ 215,51	+ 128,49	+ 162,30
30	»	1,75	10,811	111,78	— 638,74	— 143,92	— 626,15	— 79,43	+ 453,89	+ 270,61	+ 432,91
31	»	3,75	18,784	56,78	— 151,41	— 34,12	— 660,27	— 41,40	+ 110,40	+ 65,82	+ 498,73
32	»	0	8,243	2,35				— 0,29			

Preso uguale ad 1 lo spostamento iniziale all'estremo Nord, sono stati calcolati, di sezione in sezione, gli spostamenti verticali relativi ad ognuna delle tre sesse citate. La tabella II riporta i risultati dei calcoli e la fig. 4 ne dà il relativo grafico.

Metodo Defant. — A scopo di controllo, ho applicato anche il metodo di Defant. È ben nota la teoria di questo metodo. Mi limito qui a dare il significato dei simboli che figurano nella tabella III. In essa è $\alpha = 4\pi^2/gT^2$, con manifesto significato dei simboli; $\Delta(x)$ rappresenta l'intervallo fra sezione e sezione; $2\xi_0$, $2\eta_0$ esprimono le ampiezze delle oscillazioni, contate lungo una sezione longitudinale del lago, in senso orizzontale e verticale rispettivamente; $2\Delta_{,0}$ dà la variazione dello spostamento verticale da una sezione all'altra; $q = 2\eta_0 v(x)$ eprime il volume dell'acqua che nel tempo $T/4$, fra il riposo ed il massimo spostamento di una particella liquida, passa attraverso una generica sezione $S(x)$.

Quando il periodo T dell'oscillazione libera considerata coincide con il periodo dell'oscillazione del lago, in corrispondenza dell'ultima sezione si dovrà avere $q = 0$.

Per la sessa uninodale, il valore $T = 14^m,4$ ha portato al residuo $q = 142{,}03:10^{10}$ cm^3. Dopo un altro tentativo per $T = 12^m,2$ il residuo è stato praticamente nullo (tabella III).

Per quanto concerne la sessa binodale un residuo praticamente nullo si è avuto con il periodo $T = 7^m,5$ (tabella III).

La fig. 5 dà la posizione dei nodi e l'andamento degli spostamenti lungo il lago, per le due oscillazioni libere considerate, ottenute con il metodo di Defant.

La ricerca analitica condotta sul lago di Idro ha portato ai risultati che qui ora riassumo

Oscillazioni libere		Primo metodo (Hidaka)	Secondo metodo (Defant)
Uninodale	periodo	13,5	12,2
	nodo dall'estremo Nord	4890 metri	4650 metri
Binodale	periodo	7,5	7,5
	I Binodo	2687 metri	2700 metri
	II Binodo	7375 metri	7800 metri
Trinodale	periodo	3,4	
	I Trinodo	854 metri	
	II Trinodo	4200 metri	
	III Trinodo	8043 metri	

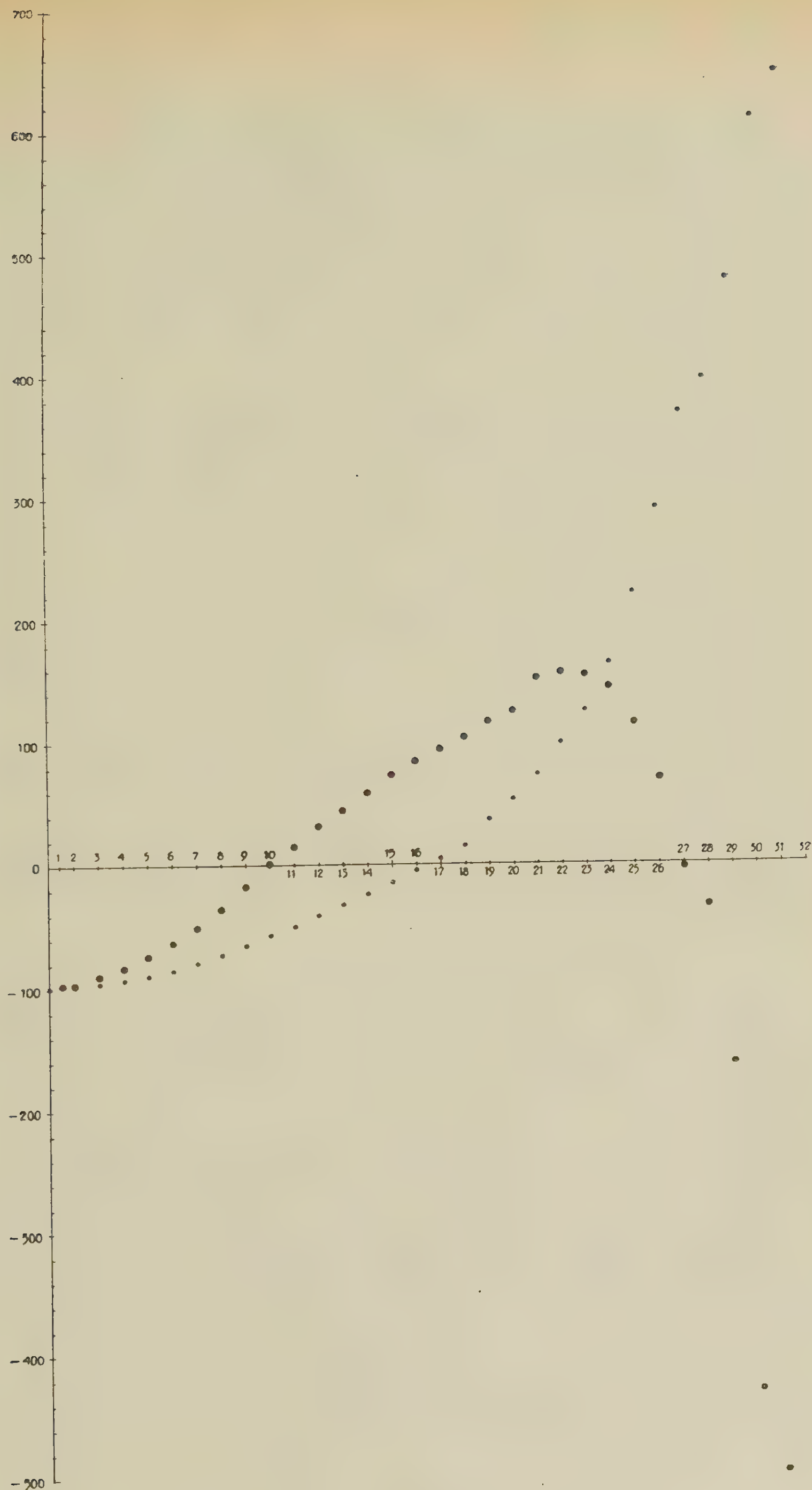

700
600
500
400
300
200
100
0
-100
-200
-300
-400
-500
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32

Fig. 5

I due metodi hanno condotto a risultati in ottimo accordo, specie per quanto si riferisce all'oscillazione libera binodale.

Le osservazioni, che mi propongo di eseguire in seguito, permetteranno di stabilire, per quanto si riferisce all'oscillazione uninodale, quale dei due metodi ha portato a valori più rispondenti alla realtà.

Conformemente alla teoria, nella parte Sud del lago, stretta e poco profonda, si verificano i massimi spostamenti per le oscillazioni uni-binodali.

Anche per quanto si riferisce ad essi, l'osservazione permetterà di decidere sull'attendibilità dei risultati ottenuti dai due metodi.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Gennaio 1953.

RIASSUNTO

Si riportano i risultati dello studio preliminare eseguito allo scopo di determinare, nelle loro fondamentali caratteristiche, le oscillazioni libere del lago di Idro.

Ottenuta la curva normale *del lago, si sono applicati due diversi metodi di calcolo, che hanno consentito di pervenire ai periodi delle prime tre sesse (uni,-bi-trinodale) nonché ai corrispondenti spostamenti verticali e orizzontali e alle linee nodali.*

Le osservazioni, che ci riserviamo di fare, serviranno a stabilire il grado di attendibilità dei risultati ottenuti per via teorica.

SUMMARY

We present here the results of a preliminary study to determine the fundamental characteristics of the free oscillations of the Lake of Idro.

Having obtained the normal curve for the lake, two different methods of calculation were applied which have given the periods of the first three seiches (once, twice and thrice-nodal), including the corresponding vertical and horizontal displacements of the nodal lines.

The observations, which we intend to do, will serve to establish the degree of reliability of the results obtained by theoretical methods.

BIBLIOGRAFIA

Caloi P., *Le sesse del lago di Garda.* Parte I e II, Annali di Geofisica I, 1 e 2, 1948.

LA DIFFRAZIONE NEI RILIEVI SISMICI A RIFLESSIONE

Camillo Contini

1. *Premesse.* — I principî dell'ottica geometrica permettono di rappresentare i fenomeni di trasmissione delle onde con grande chiarezza e semplicità ma con approssimazione non sempre sufficiente per le esigenze pratiche. Questa approssimazione si può ritenere inversamente proporzionale alla radice quadrata della lunghezza delle onde considerate, quindi, mentre in genere risulta elevata per i fenomeni della luce, con lunghezze d'onda intorno al mezzo micron, risulta assolutamente grossolana quando si studiano i suoni, con lunghezze di onda comprese fra i 10 cm e i 15 m.

Nella sismica a riflessione si hanno delle lunghezze d'onda ancora maggiori di quelle dei suoni, comprese fra i 10 e i 500 metri, quindi dobbiamo attenderci un'approssimazione ancora peggiore.

In effetto l'ottica geometrica permette la determinazione rigorosa delle superfici riflettenti, che particolarmente interessa la prospezione sismica, quando tali superfici sono continue, ossia quando gli strati costituenti il sottosuolo presentano delle caratteristiche elastiche e di densità costanti o lentamente variabili nello spazio e sono piegati secondo curve non troppo rapide, senza rotture o discontinuità. In pratica queste condizioni favorevoli raramente risultano verificate, specialmente in corrispondenza alle cosidette « Strutture » che interessano le ricerche petrolifere, generalmente intersecate da faglie e complicate da erosioni e da discordanze. Insorgono allora dei fenomeni, nella trasmissione e nella riflessione delle onde, molto complessi i quali, se vengono analizzati in base ai principî dell'ottica geometrica, conducono a delle ricostruzioni delle superfici riflettenti arbitrarie, se non completamente errate.

Come si sa, l'ottica geometrica ammette la trasmissione rettilinea e quindi l'esistenza di zone d'ombra, ossia di zone, coperte da schermi ove le onde risultano assolutamente assenti. Questo fatto è quotidianamente smentito dalla propagazione dei suoni i quali « Aggirano » gli ostacoli e dietro di questi, invece di avere il silenzio assoluto, come vorrebbe l'ottica geometrica, tutt'al più si ha un indebolimento dei suoni stessi.

Fenomeni simili si hanno nella sismica a riflessione quando le superfici riflettenti si interrompono bruscamente oppure si interpongono delle masse assorbenti l'energia sismica che funzionano da schermi: oltre le interruzioni delle superfici o i bordi degli schermi dovremmo avere assenza di onde riflesse; invece queste sono presenti e, per di più, con ampiezze tali che possono dare luogo a delle riflessioni all'apparenza ottime sui sismogrammi di registrazione.

Tutti i fenomeni della propagazione dell'energia raggiante i quali si manifestano con leggi diverse da quelle classiche dell'ottica geometrica si riuniscono sotto il nome di « Fenomeni di diffrazione » o, semplicemente, di « Diffrazione ».

Noi analizzeremo quindi l'influenza della diffrazione nei rilievi sismici a riflessione in uso nella prospezione mineraria e in particolare nei rilievi delle discontinuità di cui sopra abbiamo detto, per le quali l'ottica geometrica riesce insufficiente.

2. *Considerazioni sui principî di Huyghens-Fresnel.* — Supponiamo, per agevolare le nostre considerazioni, che il terreno ove si trasmettono le onde sismiche sia perfettamente omogeneo ed isotropo. In tale caso, evidentemente, le superfici d'onda sono sferiche col centro nell'origine dei sismi.

Una perturbazione sinusoidale provocata da uno scoppio è rappresentabile sulle superfici d'onda di raggio ϱ mediante la formola

$$E_0 = \frac{A}{\varrho} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\varrho}{\lambda} \right), \qquad [1]$$

ove t sia il tempo misurato dall'istante dello scoppio, λ la lunghezza dell'onda di perturbazione, T il periodo (ossia il tempo di una oscillazione completa) ed A l'ampiezza alla distanza unitaria dall'origine dei sismi, che indicheremo con S.

Per i principî di Huyghens-Fresnel ([1]) abbiamo che:

1) ogni particella di una superficie d'onda Ω è sorgente di nuove onde elementari fra loro coerenti;

2) la superficie d'onda Ω' successiva alla Ω è costituita dall'inviluppo delle onde elementari emesse dai vari punti di Ω;

3) nei punti ove le diverse onde elementari si sovrappongono le azioni si compongono secondo la regola dei moti armonici.

L'applicazione più semplice e più conosciuta di tali principî è quella di calcolare le ampiezze delle perturbazioni in un punto M

qualsiasi dello spazio come somma degli effetti delle singole « Zone di Fresnel » di una data superficie d'onda Ω.

Congiungiamo M colla sorgente S dei sismi; sia R_0 l'intersezione con Ω e sia $\varrho = SR_0$ ed $r_0 = MR_0$. Quindi intersechiamo la superficie d'onda Ω con delle superfici sferiche aventi i centri in M con raggi $r_1 = r_0 + \frac{1}{2}\lambda$, $r_2 = r_0 + 2\frac{1}{2}\lambda$, ... $r_n = r_0 + n\frac{1}{2}\lambda$. Le superfici anulari individuate su Ω, come si sa, sono le cosidette « Zone di Fresnel ». Vediamo l'influenza di ciascuna di queste zone su M.

Suddividiamo una zona qualunque, per esempio la i—esima, in zone infinitesime di larghezza $\varrho d\alpha$, essendo 2α l'angolo sotto cui sono viste da S. L'area di ciascuna di queste zone è $d\,\Omega = 2\pi\varrho^2 \operatorname{sen}\alpha d\alpha$, e l'influenza su M è data dalla

$$dE = \frac{CA}{\varrho r_i} \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{\varrho + r_i}{\lambda}\right) d\Omega\ ,$$

ove C è un fattore di proporzionalità. Esprimendo $d\Omega$ in funzione di $d\,r$ e integrando per tutto l'intervallo fra r_{i-1} ed r_i, posto $C =$ costante, otteniamo per l'intera zona i—esima

$$E_i = \frac{C_i \lambda A}{\varrho + r_0}\left[\operatorname{sen} 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{\varrho + r_{i-1}}{\lambda}\right) - \operatorname{sen} 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{\varrho + r_i}{\lambda}\right)\right] \quad [2]$$

Le influenze delle varie zone, alternativamente di segno contrario, differiscono in valore assoluto soltanto per il diverso valore della costante C, il quale diminuisce al crescere di i e diviene nullo per tutti i punti che stanno sul circolo di contatto della superficie d'onda Ω col cono ad essa tangente avente il vertice in M.

Se ammettiamo che i valori delle costanti C varino linearmente con i gli effetti su M della seconda zona risultano annullati per interferenza da quelli delle metà contigue della prima e della terza, gli effetti della quarta zona risultano annullati da quelli della costante metà della terza e della metà contigua della quinta, e così di seguito: restano quindi attivi soltanto gli effetti della prima metà della prima zona e una sottile zona lungo il cerchio di tangenza di cui sopra. Ma l'effetto di quest'ultima è nullo, dato che la costante C relativa è pure nulla: abbiamo allora, per la [2], l'influenza totale della Ω

$$E = \pm C_1 \frac{\lambda A}{\varrho + r_0} \operatorname{sen} 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{\varrho + r_0}{\lambda}\right). \qquad [3]$$

3. *Formola di Kirchhoff e calcoli grafici di Cornu.* — La stessa perturbazione di M può essere determinata mediante la formola di Kirchhoff (2).

$$E = \frac{A}{2\lambda} \int \int_{\Omega} \frac{1+\cos\gamma}{\varrho r} \operatorname{sen} 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\varrho + r}{\lambda} \right) d\,\Omega, \qquad [4]$$

ove r sia la distanza da M dei punti R della superficie Ω e γ gli angoli formati dalle congiungenti MR colle RS.

In effetto tale formola è rigorosamente applicabile soltanto nei casi di « Propagazione libera » delle onde sferiche e quindi non nei casi che a noi interessano di propagazione ostacolata da schermi o da discontinuità delle superfici riflettenti e del mezzo trasmittente. L'approssimazione raggiungibile è sempre però più che sufficiente per le deduzioni che in pratica possono essere utili. Tale approssimazione sarà tanto maggiore quanto più grandi saranno le dimensioni degli schermi e delle zone libere e quanto più piccole saranno le lunghezze delle onde utilizzate.

Per eseguire praticamente i calcoli delle eccitazioni sismiche E nei punti dello spazio, in presenza di schermi o di discontinuità delle superfici riflettenti o del mezzo trasmittente, mediante la formola di Kirchhoff, possiamo operare nel seguente modo:

I) tracciamo la superficie d'onda Ω con centro S e tangente al contorno degli schermi o delle linee di discontinuità e calcoliamo le eccitazioni relative ad ogni punto della Ω stessa;

II) considerando ognuno di questi punti come sorgente virtuale di perturbazione avente effetto proporzionale al valore dell'eccitazione e sfasata rispetto a questa di $\frac{1}{2}\pi$; l'eccitazione nel punto M si ottiene per interferenza delle onde elementari provenienti da tutti i punti di Ω non coperti dagli schermi.

Una semplificazione assai notevole, nell'applicazione della formola di Kirchhoff, si ha quando gli schermi o le discontinuità sono infinitamente estesi e presentano i bordi o i limiti rettilinei e paralleli fra loro.

In questi casi possiamo sostituire alla superficie d'onda Ω il circolo ω d'intersezione di essa con un piano $||$ passante per SM e normale ai bordi indefiniti degli schermi o ai limiti delle discontinuità, e considerare le eccitazioni come provenienti soltanto dai punti di ω: otterremo delle ampiezze per le onde sismiche, nei vari punti del piano $||$, proporzionali a quelle che si otterrebbero considerando le eccitazioni relative alla superficie Ω.

Valendoci di questa possibilità calcoliamo graficamente le eccitazioni dei punti di || nel seguente modo, (metodo di Cornu).

Sia δ una quantità piccola rispetto a λ, per esempio $\delta = \lambda/10$; quindi, facendo centro in M, intersechiamo il circolo ω coi circoli di raggi

$$r_1 = r_o + \delta,$$
$$r_2 = r_o + 2\delta,$$
$$\dots\dots\dots$$
$$r_n = r_o + n\delta;$$

n può essere, per esempio, uguale a 20.

Se indichiamo con $2\varphi_1$, $2\varphi_2$, ... $2\varphi_n$ gli angoli sotto cui sono viste da S le coppie delle intersezioni dei circoli di raggi r_1, r_2, ... r_n, rispetivamente, le lunghezze dei vari elementi d'arco individuati su ω risultano di $\varphi_1\,\varrho$, $(\varphi_2 - \varphi_1)\,\varrho$, $(\varphi_3 - \varphi_2)\,\varrho$, ... $(\varphi_n - \varphi_{n-1})\,\varrho$, essendo genericamente per il circolo di raggio r_i

$$\cos\varphi_i = \frac{(\varrho + r_o)^2 + \varrho^2 - r_i^2}{2\varrho(\varrho + r_o)} \quad . \qquad [5]$$

Le eccitazioni che i punti di un elemento d'arco inviano in M sono pressoché in accordo di fase: se indichiamo con ϑ_o la fase del primo elemento individuato dal circolo di raggio r_1, quelle degli elementi successivi saranno

$$\vartheta_1 = \vartheta_0 + 2\pi\frac{\delta}{\lambda} \quad .$$
$$\vartheta_2 = \vartheta_0 + 2\pi\frac{2\,\delta}{\lambda} \quad ,$$
$$\dots\dots\dots\dots\dots\dots$$
$$\vartheta_{n-1} = \vartheta_0 + 2\pi\frac{(n-1)\delta}{\lambda} \quad . \qquad [6]$$

L'eccitazione in M di un elemento d'arco qualunque di ω, individuato dai circoli di raggi r_i ed r_{i+1}, per la formola di Kirchhoff, è con buona approssimazione proporzionale a

$$\varepsilon_i = \frac{A}{2\lambda r_i}\left(\varphi_{i+1} - \varphi_i\right)\left[1 + \frac{(\varrho + r_o)^2 - \varrho^2 - r_i^2}{2\varrho r_i}\right] \quad . \qquad [7]$$

Componendo le eccitazioni relative ai vari elementi d'arco colle fasi relative secondo le note regole del parallelogramma, otteniamo una poligonale coi lati continuamente decrescenti con angoli uguali

a $2\pi\delta/\lambda$, la quale si avvolge gradualmente intorno a due centri C_1 e C_2.

Nella fig. 1 riportiamo la poligonale da noi ottenuta ponendo $\varrho = r_0 = 2500$ m, $\lambda = 100$ m e $\delta = 10$ m.

Le lunghezze dei lati e le grandezze degli angoli della poligonale sono direttamente proporzionali al valore fissato per δ: riducendo questo valore otteniamo delle poligonali con spigoli sempre meno appariscenti finché al limite, per δ che tende a zero, abbiamo una curva continua: la cosidetta « Spirale di Cornu ». Questa gode delle seguenti proprietà:

a) ogni suo punto R_s corrisponde a un punto R' determinato sulla traccia ω della superficie d'onda Ω;

b) presenta un flesso nel punto R_{s0} corrispondente al punto R_0 d'intersezione della *SM* colla superficie d'onda Ω;

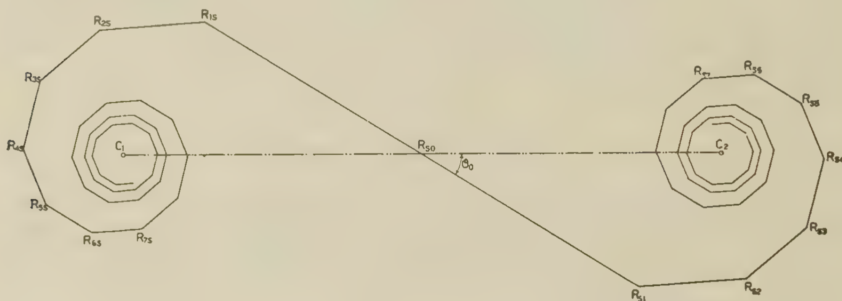


Fig. 1

c) la lunghezza della congiungente i due centri C_1 e C_2 (passante per R_{s0}) rappresenta, secondo un certo coefficiente K di proporzionalità, l'eccitazione in M provocata dall'intera superficie Ω' ossia l'eccitazione totale provocata dallo scoppio di S, e, ugualmente, ogni segmento congiungente due suoi punti è proporzionale, secondo K, all'eccitazione provocata in M dall'elemento d'arco corrispondente di ω;

d) le tangenti in due punti qualunque formano fra loro angoli uguali alle differenze di fase delle eccitazioni inviate in M dai punti corrispondenti di ω; la fase dell'eccitazione totale è data dalla direzione della congiungente $C_1 C_2$.

Per la pratica, in generale risultano sufficientemente approssimate le spirali a poligonale, simili a quella della fig. 1, che per comodità chiameremo ancora con « Spirali di Cornu », quando il rapporto δ/λ è scelto abbastanza piccolo, per esempio minore di 1/10.

Nelle considerazioni delle pagine che seguono noi useremo le

« Eccitazioni percentuali », che chiameremo ancora con « Ampiezze percentuali », e indicheremo con h, le quali si ottengono facendo i rapporti fra i segmenti congiungenti i punti R_{s1} ed R_{s2} di cui c) e le distanze $C_1 C_2$ delle spirali relative e moltiplicando per 100; tali rapporti sono indipendenti da K.

4. *Distribuzione dell'energia delle onde riflesse.* — Cerchiamo ora di applicare i principî della diffrazione ai casi della sismica a riflessione e prima di tutto di vedere quale influenza possono avere le eterogeneità e le discontinuità del terreno sulle ampiezze delle onde riflesse alla superficie.

Le eterogeneità che si presentano più frequentemente in pratica, specialmente nella prospezione petrolifera, sono le inclusioni di forma lenticolare di rocce con caratteristiche elastiche più o meno differenziate rispetto a quelle delle rocce ambiente, originate dalle irregolari variazioni del regime di sedimentazione e particolarmente sviluppate negli strati ad elementi grossolani, conglomerati, ghiaie, sabbie, ecc.

Una lente perfettamente opaca, ossia impermeabile per le onde sismiche, ha l'effetto, secondo i principî dell'ottica geometrica, di proiettare un'« Ombra » alla superficie del suolo ove si svolgono le registrazioni dei sismogrammi e quindi di annullare repentinamente le ampiezze delle onde in arrivo. In realtà, come vedremo subito, ciò non si verifica.

Indichiamo con d il diametro della lente opaca, supposta circolare; la distanza dalla sorgente dei sismi S sia ϱ e quella dai sismografi di registrazione M sia r_o. Che si tratti di onde dirette oppure di onde riflesse non ha importanza agli effetti delle nostre considerazioni: i due casi si identificano sostituendo nel secondo caso l'immagine S' della sorgente S rispetto alla superficie riflettente. Naturalmente le ampiezze saranno diverse: quelle delle onde riflesse in media dell'ordine del 2÷3 per cento delle ampiezze delle onde dirette.

Se M è sull'asse del cono dell'ombra geometrica della lente, facendo centro in M stesso intersechiamo la parte lasciata libera della superficie d'onda Ω che si appoggia all'orlo della lente con i circoli di raggio $r_1' = r_o' \frac{1}{2} \lambda$, $r_2' = r_o' + \frac{1}{2} 2 \lambda$, ... $r_m' = r_o' + \frac{1}{2} m\lambda$, ove r_o' sia il raggio del circolo tangente all'orlo della lente, determiniamo le zone di Fresnel che risultano attive su M. Ripetendo il ragionamento fatto al n. 2 troviamo che in effetto le azioni delle zone si annullano vicendevolmente eccettuata quella della mezza zona a contatto colla lente.

Se il diametro d della lente è piccolo in confronto ad r_0 la costante C_1 della [3] non sarà sensibilmente diversa da quella relativa alla zona adiacente alla lente e l'eccitazione in M risulterà pressoché uguale a quella che si avrebbe se la lente non esistesse.

Aumentando il diametro d l'eccitazione di M diminuirà sempre più: si dimostra però che la velocità della diminuzione è tanto maggiore quanto minore è la lunghezza λ delle onde considerate.

Ugualmente si dimostra che se ci spostiamo dall'asse dell'ombra geometrica troviamo una graduale diminuzione dell'eccitazione fino al limite dell'ombra stessa: poi un rapido aumento, un'altra diminuzione, e così via, similmente a quanto avviene in ottica col fenomeno delle frange di diffrazione. Quando le dimensioni della lente sono abbastanza grandi si hanno i fenomeni delle frange anche all'interno dell'ombra geometrica.

In generale le lenti non sono completamente opache, come abbiamo supposto. L'energia che lasciano passare però risente l'effetto convergente o divergente delle superfici più o meno regolarmente convesse delle lenti stesse: convergenti quando la velocità di trasmissione del terreno entro le lenti v' è maggiore di quella v del terreno fuori, divergente nel caso contrario $v > v'$.

Se indichiamo con ξ i raggi di curvatura medi delle due superfici limite delle lenti e con f la distanza focale è, evidentemente,

$$f = \frac{\xi}{2} \frac{v'}{v' - v} \quad . \qquad [8]$$

Quando f fosse molto piccolo in confronto a ϱ e ad r_0, per esempio minore del terzo, le lenti anche se convergenti disperderebbero l'energia come se fossero divergenti. In ogni caso però, sia che le lenti concentrino oppure disperdano l'energia, alla superficie non vi saranno delle variazioni repentine o molto grandi dell'energia stessa in quanto la diffrazione, così come colma tutte le zone d'ombra, impedisce le forti concentrazioni dell'energia. È facile dimostrare infatti che appena si dovessero verificare delle concentrazioni (o depauperazioni) d'energia le particelle delle superfici d'onda relative irradierebbero nella direzione delle zone depauperate (o di forte concentrazione) più (o meno) energia di quanta ne riceverebbero dai punti delle stesse zone per cui immediatamente avrebbe inizio la fase della dispersione (o della concentrazione) e quindi del livellamento dell'energia.

Quando le lenti fossero di origine vulcanica, dovute a intrusioni filoniane o ad effusioni laviche, oppure di origine tettonica, dovute a pieghe rotte per stiramento o per faglie o isolate dall'erosione le differenze delle velocità di trasmissione rispetto a quella della roccia ambiente in generale sarebbero forti e le curvature assai notevoli e quindi si avrebbe un effetto disperdente fortissimo.

Se le lenti sono molto numerose l'effetto è di un sensibile livellamento dell'energia alla superficie del suolo e di una diminuzione generale dell'ampiezza, così come avviene per la luce filtrata attraverso un vetro smerigliato.

Effetti simili a quelli delle lenti si hanno per le stratificazioni a incastri ripetuti e incrociata caratteristiche dei depositi alluvionali e della sedimentazione deltizia, in quest'ultimo caso con grandezze di solito molto sensibili date le notevoli differenziazioni delle caratteristiche litologiche.

Ugualmente avviene per i depositi eolici, di löss, sabbiosi o piroclastici, per i banchi depositati dalle correnti marine in prossimità delle foci dei fiumi con grande apporto di materiale, per gli ammassi calcarei o silicei di origine organica, per gli ammassi conglomeratici, per le eterogeneità dovute ai diversi gradi di cementazione, ecc.

Le dicontinuità degli strati che più frequentemente occorrono sono le faglie; ma anche altre specie possono avere molta importanza, quali quelle dovute alle discordanze dei terreni che si riscontrano nella zona apicale di molte strutture, alle irregolarità topografiche delle superfici di depositazione dei sedimenti, in particolare vecchie ripe di spiaggia, alle inclusioni di rocce eterogenee, ecc.

Ora consideriamo il caso semplice di una superficie riflettente delle onde sismiche π_1 piana e orizzontale interrotta, per una qualsivoglia ragione, secondo una linea retta p_1 e determiniamo le ampiezze delle onde riflesse alla superficie del suolo.

Sia k la profondità di π_1 misurata rispetto alla superficie del suolo s e supponiamo che i sismografi di registrazione M siano posti molto vicini alla sorgente S dei sismi, tanto da poter essere considerati, agli effetti pratici, come coincidenti colla S stessa.

Scoppiando in punti molto lontani dalla retta p_0, proiezione verticale di p_1, su s, dalla parte opposta a quella ove si trova il semipiano riflettente π_1 evidentemente si ottengono delle onde riflesse di ampiezza nulla, scoppiando viceversa molto lontano dalla parte di π_1 si ottengono delle ampiezze uguali a 100, rappresentate dalle congiun-

genti $C_1 C_2$ delle spirali di Cornu, e scoppiando sulla p_0, poiché ogni punto P_0 di questa intersezione coi piani perpendicolari $||$ corrispondono ai punti R_{s0} delle spirali relative agli stessi piani $||$, si ottengono delle ampiezze percentuali uguali a 50, naturalmente nell'ipotesi di operare sempre nelle stesse condizioni. Per gli altri punti di s le ampiezze percentuali si determinano nel seguente modo.

α) Costruiamo la spirale di Cornu corrispondente alla lunghezza d'onda λ e alla profondità k che ci interessano ponendo $\varrho = r_0 = k$.

β) Proiettiamo da P_0 i punti R' del circolo ω di raggio $\varrho = r_0 = k$, corrispondenti ai vertici della spirale costruita, sulla superficie riflettente π_1 e sul prolungamento della stessa oltre la retta p_1: i punti $R_{11}, R_{12}, R_{13}, \ldots\ldots R_{21}, R_{22}, R_{23}, \ldots\ldots$ che si ottengono sono pure corrispondenti ai vertici successivi della spirale di Cornu, $R_{1s}, R_{2s}, R_{3s}, \ldots\ldots$ ed $R_{s1}, R_{s2}, R_{s3}, \ldots\ldots$ dalle parti di C_1 e di C_2 rispettivamente; evidentemente la traccia P della retta p_1 d'intersezione col piano perpendicolare $||$, cui è relativa la spirale, è corrispondente ad R_{s0}. Posto $\delta_1 = PR_{11} = PR_{21}$, $\delta_2 = PR_{12} = PR_{22}$, $\delta_3 = PR_{13} = PR_{23}$, ... risulta $\delta_1 = k \operatorname{tg}\varphi_1$, $\delta_2 = k \operatorname{tg}\varphi_2$, $\delta_3 = k \operatorname{tg}\varphi_3$ di ..... ove φ_1, φ_2, φ_3 , ... sono ottenuti mediante la [5].

γ) Sulle ordinate tracciate per i punti P, R_{11}, R_{12}, R_{13}. ..... R_{21}, R_{22}, R_{23}, ... portiamo a partire da s i valori delle distanze dei punti corrispondenti della spirale di Cornu dal centro C_2 (corrispondente all'infinito dalla parte opposta di π_1), moltiplicati per 100 e ridotti del valore della congiungente $C_1 C_2$.

Nelle figure 2 *a*), *b*) e *c*) riportiamo le curve ottenute per le profondità k rispettivamente di 1000, 2500 e 5000 metri, relative ai valori delle lunghezze d'onda λ di 25, 50, 100, 200 e 400 metri.

Caratteristiche notevoli di tali curve sono:

A) presentano, a partire dalla verticale per la linea di discontinuità p_1, dalla parte di π_1, successivamente i massimi relativi di $h_1 = 117$, $h_2 = 109$, $h_3 = 107$, $h_4 = 105{,}5$, ... e successivamente i minimi relativi di $h_1' = 88{,}5$, $h_2' = 92$, $h_3' = 94$, ... ;

B) si trasformano l'una nell'altra variando per le stesse profondità k le ascisse (misurate dalla verticale per p_1) del rapporto delle radici quadrate delle lunghezze d'onda relative e per profondità k diverse variando le lunghezze d'onda del rapporto delle profondità; per esempio, per ogni profondità possiamo ottenere la curva relativa a $\lambda = 200$ m adottando i valori delle ordinate della curva relativa a $\lambda = 50$ m e dei valori doppi per le ascisse corrispondenti;

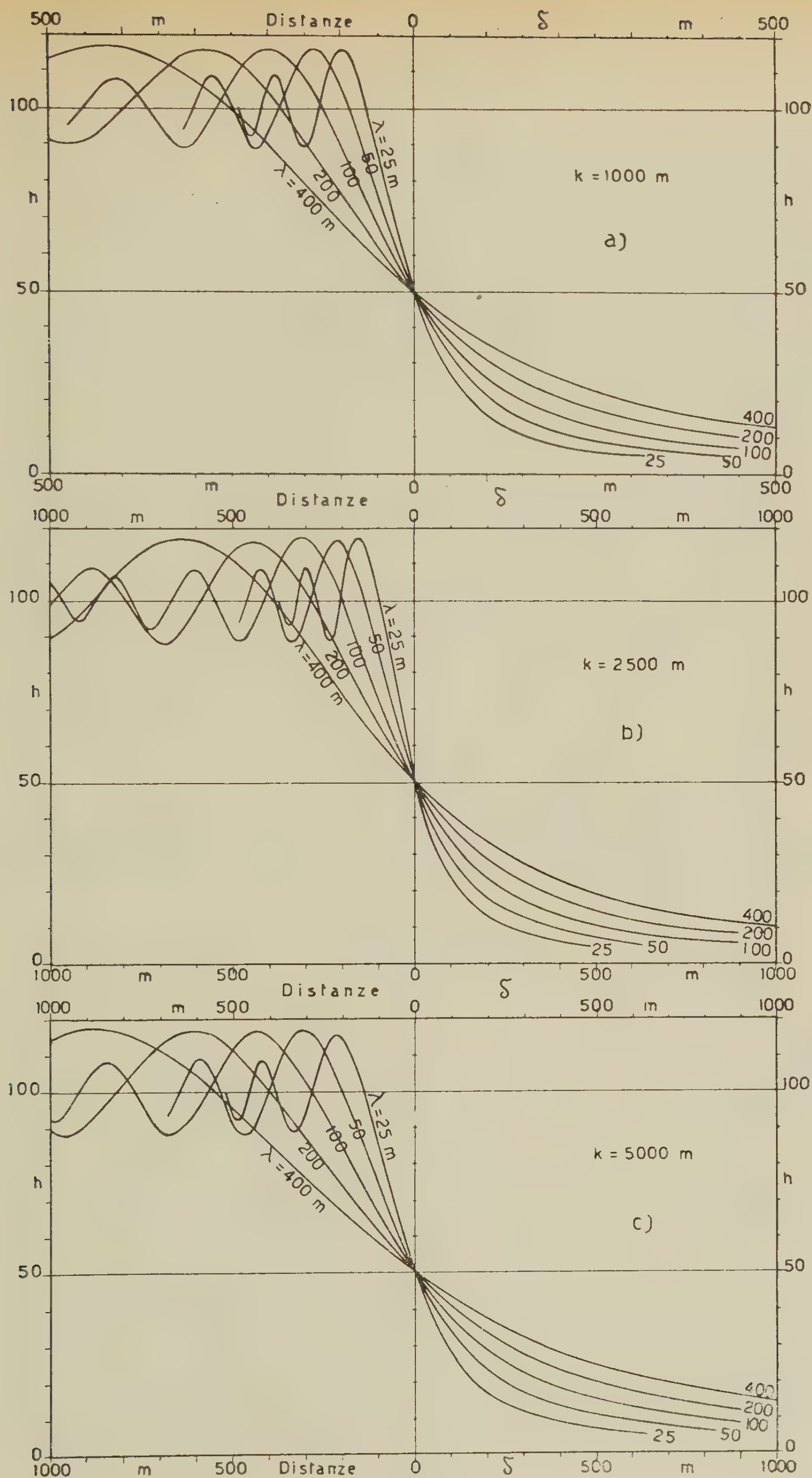


Fig. 2

la curva relativa a $\lambda = 200$ m e $k = 2500$ m è sovrapponibile a quella relativa a $\lambda = 100$ m e $k = 5000$ m;

C) le distanze orizzontali dalla linea di faglia p_1 del primo massimo relativo delle curve, per le diverse profondità e lunghezze d'onda, sono pressapoco di $\delta_m = -0{,}625\sqrt{\lambda k}$.

Naturalmente tali caratteristiche risultano verificate nelle curve della fig. 2 entro i limiti dell'approssimazione dei calcoli grafici, piuttosto grossolana, la quale peggiora rapidamente per i valori successivi al primo minimo relativo.

Risulta dunque che, contrariamente a quanto vorrebbe l'ottica geometrica, l'approssimarsi di una discontinuità della superficie riflettente si manifesta dapprima con delle oscillazioni delle ampiezze delle onde riflesse e poi, dalla distanza δ_m, di cui abbiamo detto in *C*), con un decremento continuo di entità pressoché inversamente proporzionale alla radice delle lunghezze d'onda e delle profondità considerate: abbiamo in ogni caso che le ampiezze h sono pressapoco di 0,90 per $\delta = +\frac{1}{2}\,\delta_m$, 0,70 per $\delta = +\,\delta_m/4$, $\frac{1}{2}$ per $\delta = 0$, $\frac{1}{3}$ per $\delta = -3\delta_m/10$, 1/5 per $\delta = -4\delta_m/5$, 1/10 per $\delta = -8\delta_m/5$, essendo indicate con δ le distanze dalla verticale per la faglia col verso positivo dalla parte ove manca la superficie π_1.

Come è noto, le ampiezze delle onde riflesse, espresse in percento delle ampiezze delle onde incidenti, per rispetto alle caratteristiche delle rocce a contatto lungo le superfici riflettenti, sono date dalla

$$h_r = 100\,\frac{\sigma v - \sigma' v'}{\sigma v + \sigma' v'} \qquad [9]$$

ove con σ e σ' sono indicate le densità e v e v' le velocità di trasmissione delle onde delle due specie di rocce a contatto.

Quando queste rocce sono molto differenziate, come per esempio è il caso delle argille ($\sigma = 2{,}40$, $v = 2000$ m/s) e dei calcari ($\sigma' = 2{,}70$, $v' = 5200$ m/s) che si incontrano nei rilievi della Valle Bradanica e del Tavoliere delle Puglie, le ampiezze h_r, possono anche raggiungere dei valori molto elevati, dell'ordine del 20 ÷ 40 per cento, mentre, come già abbiamo detto, sono sufficienti valori del 2 ÷ 4 per cento per avere delle ottime riflessioni. In questi casi evidentemente si possono ottenere delle ampiezze sufficienti per i rilievi anche quando, per la presenza di faglie, le ampiezze relative sono ridotte a meno di 1/10, ossia quando si rileva a una distanza di $-2\,\delta_m$ oltre le faglie stesse.

Nel campo dei fenomeni di trasmissione della luce ci mettiamo in condizioni simili a quelle che si hanno coll'interruzione della superficie riflettente π_1 immaginando di porre un diaframma con bordo rettilineo innanzi a una sorgente puntiforme: su uno schermo posto dietro il diaframma si manifestano, in vicinanza del limite dell'ombra geometrica e dalla parte della zona illuminata, delle frange alternativamente brillanti e oscure, il cui contrasto si attenua sempre più finché si ha un'illuminazione pressoché uniforme, mentre nell'interno dell'ombra geometrica la luce diminuisce gradualmente senza dar luogo a massimi e minimi. L'analogia con quanto avviene per le onde sismiche riflesse dal semipiano π_1 è evidente. La dipendenza dell'intensità dei fenomeni della diffrazione dalle lunghezze delle onde è dimostrata dal fatto che se la sorgente è di luce bianca anziché monocromatica le frange si manifestano colorate.

La configurazione strutturale a faglia si può schematizzare in quella che risulta dalla suddivisione di un piano in due semipiani π_1 e π_2 e dallo spostamento relativo di questi in senso verticale e orizzontale. Ognuno dei due semipiani si comporterà evidentemente nello stesso modo che abbiamo visto.

In pratica raramente le rotture degli strati sono semplici: in generale le faglie sono multiple e si presentano secondo sistemi, i quali rendono le zone ove si estendono pressoché opache, incapaci di riflettere quantità apprezzabili d'energia. Per comprendere bene che cosa avvenga in simili casi studiamo prima l'effetto che si ottiene supponendo che un dato piano riflettente π sia reso assorbente (opaco) lungo una striscia delimitata dalle rette p_1 e p_2 alla distanza σ l'una dall'altra.

Il piano riflettente π sia orizzontale e la profondità, rispetto alla superficie s, sia ancora k. Quindi, operando in un piano normale alle p_1 e p_2, immaginiamo di eseguire una costruzione simile a quella della fig. 3. Siano P_1 e P_2, equidistanti da P, i limiti della zona opaca, ossia le traccie di p_1 e p_2. A partire da P portiamo successivamente da una parte i segmenti PR_1', $R_1' R_2'$, $R_2' R_3'$, ... e dall'altra i segmenti $P R_1''$, $R_1'' R_2''$, $R_2'' R_3''$, ... di lunghezza costante $\frac{1}{2}\sigma$ e sulle ordinate tracciate per i punti P, R_1', R_2', R_3', ... R_1'', R_2'', R_3'', ... portiamo, a partire da s, i valori delle differenze vettoriali fra la congiungente $C_1 C_2$ dei centri della spirale di Cornu corrispondente alla profondità k e alla lunghezza d'onda λ considerate e le congiungenti i punti R_{s1}' e R_{s1}'', R_{s2}' e R_{so}, R_{s3}' e R_{s1}', ... R_{so} e R_{s2}'',

R_{s1}'' e R_{s3}'', ... della stessa spirale corrispondenti ai punti R_1' e R_2'', R_2' e P, R_3' e R_1', ... P e R_2'', R_1'' e R_3'', ... rispettivamente, divisi per il valore della congiungente $C_1 C_2$ e moltiplicati per 100.

La curva che si ottiene è simmetrica rispetto alla ordinata per P. Quando σ fosse molto grande in confronto alla profondità k naturalmente si adotteranno per le lunghezze dei segmenti PR_1', $R_1' R_2'$, ... PR_1'', $R_1'' R_2''$, ... delle frazioni di σ stesso minori di $1/2$, per esempio 1/4 oppure 1/8.

Nella fig. 3 riportiamo le curve delle ampiezze ottenute per la profondità k di 2500 m, la lunghezza d'onda λ di 100 m e per le

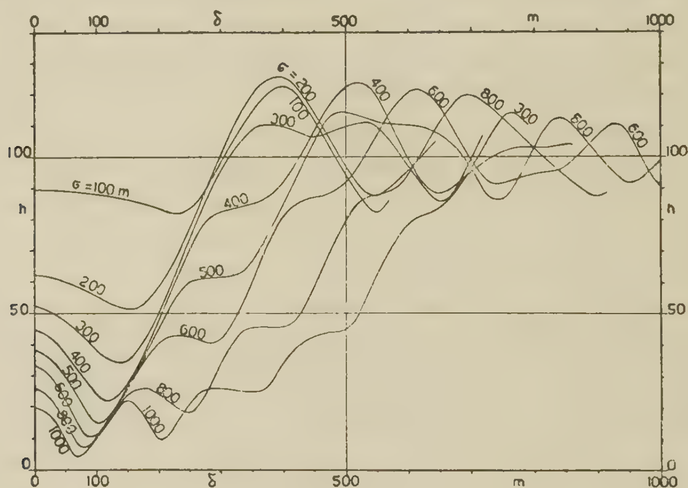


Fig. 3

larghezze σ delle striscie opache di 100, 200, 300, 400, 500, 600, 800 e 1000 m.

Vediamo che, al solito, variando le distanze δ dalla mezzaria delle striscie le ampiezze si avvicinano alla retta $h = 100$ passando attraverso massimi e minimi relativi, corrispondenti alle frange d'interferenza che si osservano, in condizioni analoghe, per i fenomeni luminosi.

Contrariamente a quanto apparirebbe a prima vista, i valori minimi delle intensità non cadono in corrispondenza alle mezzarie delle striscie, $\delta = 0$, ma in corrispondenza a due punti simmetrici rispetto alle mezzarie stesse: le ascisse δ_m' di detti punti sono approssimativamente decrescenti secondo la radice dell'inverso delle larghezze σ

delle striscie e ugualmente avviene per i rapporti fra le ampiezze minime e quelle corrispondenti alle mezzarie.

Le curve della fig. 3 sono valide per qualsiasi profondità k, per lunghezze d'onda però tali per cui la radice del prodotto λk risulti costante ed uguale a quella relativa a $\lambda = 100$ m e $k = 2500$ m. Restando invariata la profondità k otteniamo le curve per valori diversi dalle lunghezze d'onda λ moltiplicando i valori di δ segnati sulle ascisse e quelli di σ segnati sulle curve per il rapporto a 100 degli stessi valori delle lunghezze d'onda.

Date queste proprietà possiamo evidentemente determinare le ampiezze relative a tutte le profondità e lunghezze d'onda che in pratica possono interessare.

Vediamo dagli andamenti delle curve che le riduzioni dell'energia riflessa alla superficie del suolo s in vicinanza e in corrispondenza alle striscie opache, per le larghezze σ minori di $800 \div 1000$ metri, sono relativamente scarse, tali da non escludere la possibilità di rilevare delle buone riflessioni, specialmente per le più basse frequenze utilizzabili colle più moderne apparecchiature di registrazione, appena le differenziazioni dei terreni risultano discrete.

Praticamente si possono avere effetti simili a quelli di un piano riflettente opaco lungo una striscia colla configurazione strutturale che i geologi indicano con « Graben » e quella opposta, di una fetta di strati sopraelevata limitata da faglie, per le onde riflesse dai lembi corrispondenti esterni alle faglie. Se però questi lembi non sono agli stessi livelli, l'uno in prosecuzione dell'altro, gli effetti risultano molto diversi: sui sismogrammi le riflessioni iniziano piuttosto debolmente colle onde riflesse dal lembo più vicino all'origine dei sismi e agli strumenti di registrazione, poi si ha un aumento delle ampiezze per il sopraggiungere delle onde riflesse dall'altro lembo; queste in generale hanno fasi diverse da quelle delle prime onde, quindi, data l'interferenza che ha luogo, si hanno rapide variazioni delle fasi stesse. Vedremo in seguito che in realtà le riflessioni risultano ancor più complicate per il fatto che le ampiezze delle onde non sono costanti nel tempo.

Vediamo ora quali siano invece gli effetti che si hanno dalle striscie delimitate dalle faglie, delle configurazioni di cui sopra abbiamo detto, supposte riflettenti, ossia nell'ipotesi che il piano π sia riflettente soltanto lungo la striscia delimitata dalle rette p_1 e p_2 alla distanza σ l'una dall'altra.

In questi casi le ampiezze percentuali sono date dai valori, moltiplicati per 100 e divisi per $C_1 C_2$, delle congiungenti i punti R_{s1}' e R_{s1}'', R_{s2}''e R_{s0}, R_{s3}' e R_{s1}', ... R_{s0} e R_{s2}'', R_{s1}'' e R_{s3}'', ... che nel caso della striscia opaca si sono sottratti vettorialmente a quelli della congiungente $C_1 C_2$. La curva delle ampiezze è evidentemente

Fig. 4

simmetrica rispetto all'ordinata per P, corrispondente alla mezzaria della striscia riflettente.

Se la larghezza σ della striscia è molto grande in confronto alla profondità le ampiezze delle onde riflesse in superficie in prossimità delle verticali per i bordi e oltre nella zona dell'ombra geometrica risultano pressapoco uguali a quelle che si hanno in condizioni analoghe dalle curve della fig. 2. Per il caso contrario, di una larghezza σ piccolissima, uguale a 1 metro, otteniamo le curve della fig. 4: per

tali curve si sono considerate le lunghezze d'onda di 25, 50, 100, 200 e 400 metri, per le profondità solite di 1000 m, curve *a*), di 2500 m, curve *b*), e di 5000 m, curve *c*). Risulta, come è facile verificare, che le ampiezze sono inversamente proporzionali a $\sqrt{\lambda k}$.

Per le larghezze della striscia piccole, per esempio minori di $10^{-1}\sqrt{\lambda k}$, si possono determinare approssimativamente gli effetti alle diverse distanze moltiplicando i valori di *h* dati dalle curve della fig. 4 per σ. Per i valori maggiori delle larghezze gli effetti saranno

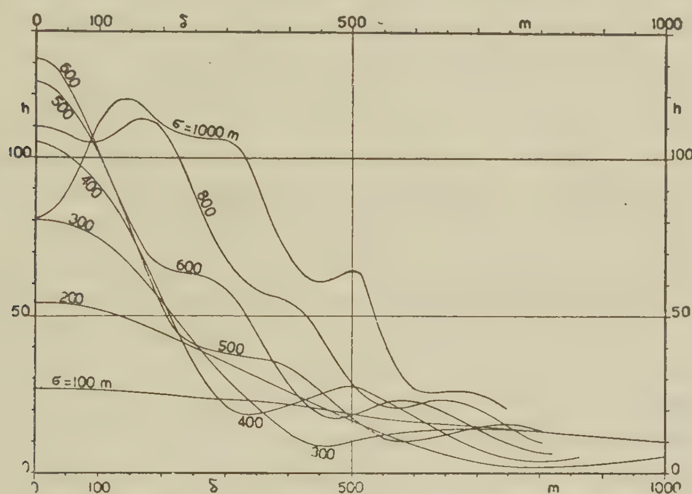


Fig. 5

intermedi fra quelli ottenuti in tale modo e quelli dati, come abbiamo detto, dalle curve della fig. 2.

Nella fig. 5 riportiamo le curve delle ampiezze percentuali relative alla profondità *k* di 2500 m e alla lunghezza d'onda λ di 100 m per le larghezze σ delle striscie di 100, 200, 300, 400, 500, 600, 800 e 1000 metri.

Evidentemente tali curve non possono che essere, grosso modo, complementari alle curve della fig. 3, per gli stessi valori di σ, ed avere di queste le proprietà che ne permettono l'estensione alle diverse profondità *k* delle striscie (considerando lunghezze d'onda tali per cui $\sqrt{\lambda k} = 500$) e alle diverse lunghezze d'onda λ (moltiplicando i valori di δ e di σ segnati per il valore del rapporto a 100 delle stesse lunghezze d'onda).

È facile comprendere come le considerazioni che abbiamo fatto

nell'ipotesi delle superfici riflettenti orizzontali siano valide anche nell'ipotesi che le stesse superfici siano invece inclinate: naturalmente in quest'ultimo caso gli effetti che si rileveranno saranno composti con quelli dovuti alle variazioni delle lunghezze dei percorsi delle onde e alle interferenze delle inclinazioni delle superfici riflettenti, facilmente calcolabili coi semplici principi dell'ottica geometrica.

Le superfici riflettenti interrotte per discordanze si possono considerare agli effetti della riflessione delle onde sismiche come superfici interrotte per faglia, che sopra abbiamo considerato. Ugualmente si può dire per le discontinuità dovute a vecchie ripe di spiaggia, quando queste sono di una certa regolarità.

Le superfici piegate con continuità e con raggi di curvatura molto grandi riflettono le onde sismiche sensibilmente secondo i principi dell'ottica geometrica. L'approssimazione di tali principi però diminuisce rapidamente al crescere della curvatura e quando questa è molto grande la distribuzione dell'energia riflessa avviene in modo del tutto simile a quello che abbiamo visto per le faglie. In realtà avremo delle distribuzioni secondo proporzioni intermedie, vicine all'uno o all'altro caso limite a seconda delle grandezze dei raggi di curvatura.

Quando le superfici piegate volgono la convessità verso l'origine dei sismi e i sismografi di registrazione si ha sempre un effetto disperdente dell'energia. Ugualmente avviene quando le superfici volgono la concavità verso l'alto ma hanno raggi di curvature molto piccoli, minori di $k/3$: per valori maggiori degli stessi raggi si ha sempre effetto concentrante dell'energia, similmente a quanto abbiamo visto per le lenti.

Possiamo notare in generale che i fenomeni di diffrazione pur verificandosi per tutte le lunghezze d'onda, risultano più appariscenti per le maggiori lunghezze d'onda. Per le dispersioni dell'energia conseguenti alle discontinuità del mezzo di trasmissione, ossia per l'attitudine delle onde ad « Aggirare » gli ostacoli, possiamo ritenere che approssimativamente valga la legge della radice quadrata delle lunghezze d'onda. Vediamo allora che le onde lunghe risultano in realtà più persistenti delle corte, e quindi meglio adatte per i rilievi degli strati profondi, non solo perché in generale le rocce sono più trasparenti per esse ma anche perché, aggirando più facilmente gli ostacoli, riescono meno contrastate dagli stessi. Questo vantaggio delle onde lunghe sulle corte in pratica riesce assai diminuito dal fatto che

colla maggiore attitudine ad aggirare gli ostacoli si hanno delle distorsioni delle superfici d'onda più intense e più estese, tali per cui, in generale, le configurazioni strutturali fittizie che risultano, le quali noi chiameremo con « Strutture simulate », si presentano più appariscenti e più difficili da chiarire nella loro vera natura.

5. *Influenza della diffrazione sulle caratteristiche delle riflessioni.* — Abbiamo visto ai numeri precedenti come per effetto dei fenomeni della diffrazione si possano avere in pratica delle onde riflesse nelle zone dell'ombra geometrica con ampiezze tali da dare luogo sui sismogrammi di registrazione a delle riflessioni apparentemente anche ottime, quando le differenziazioni dei terreni sono notevoli lungo le superfici riflettenti. Ora vedremo le caratteristiche di tempo di queste riflessioni.

Le disposizioni dei sismografi sul terreno di rilievo per rispetto ai pozzetti di scoppio S possono essere di diverse specie: le più usate però sono quelle che noi abbiamo indicato colle sigle *SEA*, *SES* e *SMS* ([3]), ossia dello scoppio allineato col profilo dei sismografi (Scoppio Estremo Allineato), dello scoppio scostato dal profilo in corrispondenza a un estremo (Scoppio Estremo Scostato) e dello scoppio scostato dal profilo in corrispondenza alla mezzaria (Scoppio Medio Scostato). Noi per semplicità consideriamo soltanto la disposizione *SES* secondo la quale gli elementi geometrici delle superfici riflettenti vengono calcolati utilizzando i tempi τ_0 relativi alle onde riflesse all'origine dei sismi: le conclusioni cui arriveremo però saranno facilmente estensibili a tutte le altre disposizioni dei sismografi.

Quando la superficie riflettente π fosse indefinita, piana e inclinata dell'angolo α e il profilo dei sismografi fosse orientato secondo la direzione di massima pendenza, nell'ipotesi che la velocità di trasmissione delle onde sismiche del terreno sia costante ed uguale a v_0, possiamo determinare gli elementi geometrici, seguendo, come abbiamo detto, il procedimento relativo alla disposizione *SES* dei sismografi, ponendo

$$J = \frac{\Sigma}{2l} \qquad [9]$$

$$\operatorname{sen}\alpha = v_0 J \quad , \quad k = \tau_0 \frac{v_0}{2} \cos\alpha \, , \qquad [10]$$

ove Σ siano le somme degli incrementi dei tempi delle riflessioni ottenute cogli scoppi coniugati dei profili, l la lunghezza dei profili

stessi e τ_0 il tempo di riflessione all'origine di uno degli estremi cui si vogliono riferire le riflessioni, evidentemente nell'ipotesi che i pozzetti di scoppio siano posti sui profili dei sismografi; k è la profondità del punto R_0 di π d'intersezione colla normale calata dallo scoppio cui è riferito τ_0. È facile dimostrare che il valore di Σ sopra definito è uguale alla differenza fra i tempi τ_0 relativi agli scoppi coniugati, ossia relativi ai pozzetti estremi dei profili.

Se invece del piano indefinito π abbiamo la striscia piana π_s di larghezza unitaria considerata nella fig. 4 i tempi τ_0 registrati dai sismografi estremi dei profili sono praticamente indipendenti dalla inclinazione α della striscia nel senso normale alla stessa. Se l'inclinazione della striscia nella direzione longitudinale è nulla e supponiamo che i profili siano posti su un piano normale alla striscia gli stessi tempi τ_0 risultano funzione soltanto della profondità k della striscia e della posizione dei profili e dei pozzetti di scoppio.

La riflessione delle onde sismiche evidentemente non può essere determinata in questo caso applicando le comuni regola dell'uguaglianza degli angoli dei raggi incidenti e riflessi. Sempre valido invece è il principio della brachistocrona, almeno fino a tanto che si considerano i primi impulsi delle onde registrate. Applicando questo principio otteniamo per la striscia π_s, considerando i pozzetti S_i ed S_{i+1}, naturalmente alla distanza l,

$$\frac{1}{2}\Sigma v_0 = \sqrt{k^2+(\delta+l)^2+(s-s')^2} - \sqrt{k^2+\delta^2+s'^2} \quad , \quad [11]$$

ove s è lo scostamento, ossia la distanza del pozzetto S_i dalla linea dei sismografi di registrazione, e, inoltre, $\delta = k\, tg\alpha$ ed s' data dalla

$$\frac{s}{s'} = 1 + \sqrt{1+\frac{l^2+2l\delta}{k^2+\delta^2}} \quad .$$

Sostituendo il valore di ε che si ottiene dalla [11] nella [9] e ponendo, al solito, $s = 0$ otteniamo, approssimativamente,

$$J = \frac{1}{v_0}\,\mathrm{sen}\varphi \qquad [12]$$

e quindi $\mathrm{sen}\alpha \backsim \mathrm{sen}\varphi$.

Vediamo da ciò che, se rilevando una sezione troviamo una striscia riflettente molto stretta disposta ortogonalmente, ammesso che l'energia riflessa sia sufficiente per dar luogo a delle riflessioni attendibili sui sismogrammi, in effetto rileveremo delle pendenze uguali

ai rapporti fra le distanze orizzontali e le profondità, indipendenti dalla pendenza reale della superficie e quindi avremo delle riflessioni che sensibilmente si ammucchiano tutte in corrispondenza alla striscia.

Dal punto di vista dell'ottica geometrica tale fenomeno può essere assimilato all'effetto disperdente dell'energia sismica di un'anticlinale con piegatura di piccolissimo raggio di curvatura.

In pratica le striscie molto strette, come si è supposto, solo rarissimamente possono dare luogo a delle riflessioni buone, sia perché le faglie che le generano tolgono la compattezza ai terreni sia perché, in ogni caso, l'energia riflessa non può che essere molto ridotta, come dimostrano le curve delle figure 4 e 5.

Appena però la larghezza delle striscie diviene sensibile, per esempio dell'ordine di grandezza $2 \div 4 \sqrt{\lambda}$ metri, le onde riflesse interferiscono fra di loro e le riflessioni che si registrano risultano di caratteristiche molto più complesse di quelle che abbiamo visto per le striscie sottili.

Avremo prima di tutto che i tempi delle riflessioni relativi ai primi impulsi differiranno da quelli rilevati successivamente in corrispondenza alle diverse fasi dei treni delle onde riflesse.

Utilizzando i primi impeti otterremmo una configurazione delle riflessioni di questo genere: due gruppi di riflessioni ai bordi della striscia con pendenze positive dal centro verso l'estremo crescenti colle distanze dei profili di rilievo, come abbiamo visto che avviene per la striscia sottile, e delle riflessioni coincidenti colla superficie della striscia le quali congiungono i due gruppi. Ma i primi impeti sono di difficilissimo rilievo dai sismogrammi, dato che in generale in questi casi l'energia delle onde riflesse aumenta gradualmente senza nessun incremento iniziale sensibile. Perciò in pratica non si possono che utilizzare i tempi delle fasi successive delle onde riflesse.

Per i sismogrammi rilevati con profili posti in prossimità della normale alla striscia le differenze dei tempi rilevati coi primi impeti saranno sensibilmente uguali a quelle relative ai tempi rilevati colle fasi successive. A mano a mano però che ci si allontanerà dalla normale i valori di tali differenze si scosteranno sempre più. Ciò in relazione al fatto che l'energia riflessa ai sismografi dopo il primo impeto si compone vettorialmente con quella che arriva successivamente dalle parti più lontane della striscia e quindi in ritardo di fase.

Le onde provenienti da una stessa zona non hanno ampiezze costanti: come si sa, il treno di onde che si sviluppa da ogni elemento

è composto in generale di non più di quattro onde complete, con ampiezze crescenti dall'inizio fino a circa metà del treno e decrescenti poi. In pratica quindi avviene che all'incirca per tutta la prima metà del treno le onde in anticipo di fase hanno ampiezze maggiori di quelle di fase più ritardata e viceversa per la seconda metà del treno. Questi fatti comportano l'allungamento dei treni sui sismogrammi e l'aumento graduale degli incrementi dei tempi (corrispondenti naturalmente alle stesse fasi) dall'inizio alla fine del treno, pressoché dai valori corrispondenti agli elementi della striscia più vicini al profilo dei sismografi a quelli corrispondenti agli elementi più lontani.

La costruzione della spirale di Cornu e tutti i calcoli del numero precedente sono stati fatti nell'ipotesi implicita delle onde persistenti, di ampiezza costante. Nel caso della striscia siamo approssimativamente in tali condizioni quando la larghezza della stessa non è molto grande e si considerano le fasi centrali del treno per le quali interferiscono delle onde di ampiezza sensibilmente uguale per le diverse zone.

Supponendo di operare in tali condizioni vediamo come si possano utilizzare le spirali di Cornu per la determinazione dei valori del rapporto J mediante i tempi delle riflessioni che risultano sui sismogrammi coniugati in presenza di una striscia riflettente π_s di larghezza σ, supposto di inclinazione α nulla.

Come abbiamo visto per la determinazione delle ampiezze, dobbiamo considerare le congiungenti i punti R_{s1}' e R_{s1}'', R_{s2}'' e R_{s0}, R_{s3}' e R_{s1}', ...R_{s0} e R_{s2}'',R_{s1}'' e R_{s3}'', ... e determinare gli angoli che le stesse congiungenti formano colla $R_{s1}' R_{s1}''$ che si ha disponendo il profilo dei sismografi in prossimità della verticale per la mezzaria della striscia, cui corrisponde un valore di J nullo delle riflessioni, per $\alpha = 0$ come si è supposto. La lunghezza di tali congiungenti deve corrispondere alla larghezza σ della striscia riflettente. Se immaginiamo che tale larghezza sia piccolissima gli angoli ϑ che si ottengono sono quelli delle tangenti alla spirale colla tangente per il punto di simmetria R_{s0}. Noti questi angoli si può determinare la pendenza corrispondente a una larghezza qualunque della striscia riflettente mediando i valori relativi, pressapoco come implicitamente si fa adottando delle congiungenti di lunghezza corrispondente alla larghezza della striscia riflettente.

La determinazione pratica del valore degli angoli ϑ si può fare in modo semplice riportando, su un sistema di assi cartesiani orto-

gonali, come ascisse i valori di δ_1, δ_2, δ_3, ... che abbiamo determinato per la costruzione delle curve della fig. 2, e come ordinate i valori di ϑ_1, ϑ_2, ϑ_3, ... calcolati mediante la [6]. Sappiamo però che per le stesse profondità k gli angoli ϑ sono inversamente proporzionali alle lunghezze delle onde considerate. Noi perciò nella fig. 6 riportiamo soltanto le curve relative alla lunghezza d'onda $\lambda =$ 100 metri per le solite profondità considerate di 1000, 2500 e 5000 metri: da tali curve possiamo ricavare le fasi relative a una qualsiasi lunghezza d'onda moltiplicandone i valori per il rapporto $100/\lambda$, ossia per 4, 2, 1, ½, ¼ a seconda se si considerano le onde di lunghezza rispettivamente di 25 50, 100, 200, 400 metri.

Come si vede, le curve sono approssimativamente delle parabole

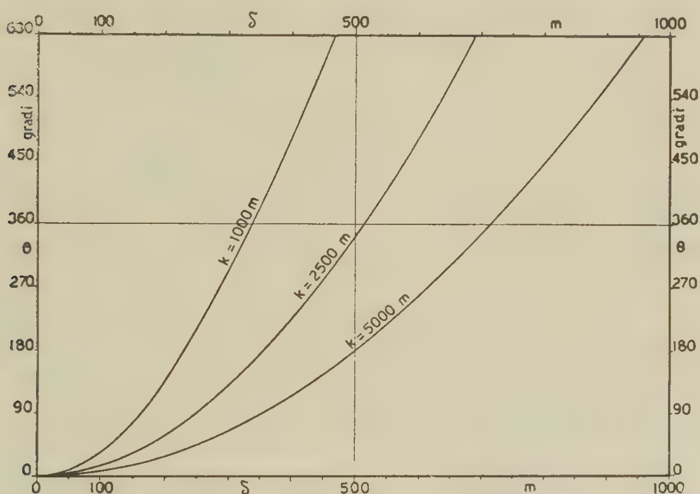


Fig. 6

aventi per asse l'asse delle ordinate. Vediamo anche che i valori delle fasi per le distanze δ dalle strisce sono pressoché inversamente proporzionali alle profondità k delle strisce stesse.

Ad uguali valori della fase corrispondono evidentemente delle differenze dei tempi Σ che sono direttamente proporzionali alle lunghezze d'onda. Risulta chiaro allora che le stesse differenze dei tempi sono indipendenti dalle lunghezze d'onda considerate.

Note le fasi corrispondenti alle diverse distanze δ dalla striscia possiamo determinare le differenze Σ dei tempi registrati dai sismografi estremi dei profili di rilievo innalzando dalle distanze δ_1 e δ_2, corrispondenti alle distanze degli stessi sismografi dalla striscia, le

rette ordinate rilevando le differenze $\Delta\vartheta$ dei valori delle fasi intercettati sulle curve della figura e ponendo

$$\Sigma = \frac{\Delta\vartheta}{360} \frac{\lambda}{v_0} \quad . \qquad [13]$$

Otteniamo allora, per la [9],

$$J = \frac{1}{2l} \frac{\Delta\vartheta}{360} \frac{\lambda}{v_0} \quad . \qquad [14]$$

È facile ora vedere che in effetto applicando questa formola coi valori di $\Delta\vartheta$ dati dalle curve della fig. 6 otteniamo la [12]. Per esempio, considerando la profondità $k = 2500$ m e la lunghezza d'onda

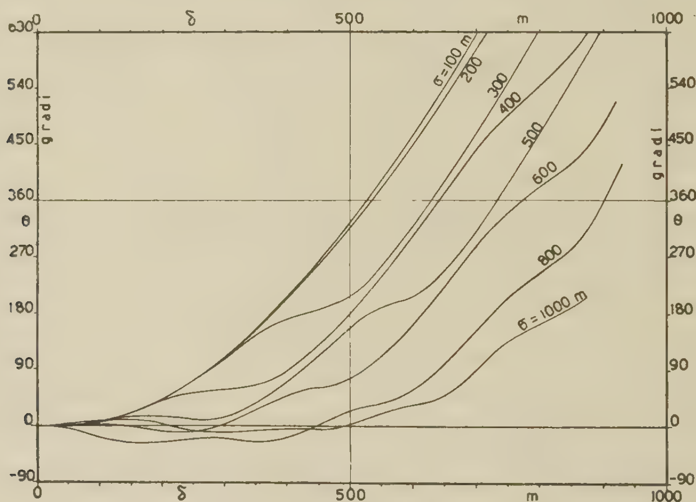


Fig. 7

$\lambda = 100$ m, otteniamo in corrispondenza alla distanza di 500 m l'incremento $\delta\vartheta$ delle fasi corrispondenti alla lunghezza unitaria ($\delta\vartheta = \Delta\vartheta/l$) di $\delta\vartheta = 1°{,}40$ e l'angolo φ tale che $\text{tg}\varphi = 0{,}20$, per cui $J = \sim 0{,}20/v_0$, valore approssimativamente uguale a quello dato dalla [12], essendo $\text{sen}\,\varphi = \sim \text{tg}\varphi = 0{,}20$.

Nella fig. 7 riportiamo le curve dei valori delle fasi delle onde riflesse all'origine dei sismi da strisce di larghezza σ di 100, 200, 300, 400, 500, 600, 800 e 1000 metri, di inclinazione α nulla, alla profondità k di 2500 metri, per onde di lunghezza $\lambda = 100$ m.

Per tali curve si possono ripetere le considerazioni che abbiamo fatto a proposito di quelle della fig. 6: mediante esse noi possiamo

quindi calcolare i valori approssimati delle fasi per valori qualsiasi delle lunghezze d'onda e delle profondità e ampiezze delle striscie riflettenti.

Nella fig. 8 riportiamo in *b*) le distribuzioni degli elementi geometrici corrispondenti alle riflessioni quali risultano sui normali sismogrammi di rilievo, calcolati coi valori delle fasi dati dalle curve della fig. 7 per la lunghezza dei profili dei sismografi l di 200 m applicando i normali prontuari basati sui principî dell'ottica geometrica. Anche in questo caso, naturalmente, si sono supposte le profondità k di 2500 m e le lunghezze d'onda λ di 100 m. La velocità v_0 di trasmissione delle onde sismiche del terreno può essere qualunque.

Le tracce delle striscie sono segnate con linee tratteggiate qualche millimetro sotto l'inviluppo degli elementi geometrici risultanti.

Gli elementi geometrici segnati sono relativi a riflessioni sui sismogrammi di ampiezza non inferiore al $5 \div 10$ per cento di quella che si avrebbe per la larghezza infinita delle striscie, come risulta dalle curve della fig. 5. Tali riflessioni, dati gli andamenti delle curve della fig. 7, in generale non accusano degli incrementi dei tempi molto regolari; ciò non toglie però che in pratica risultino all'apparenza più che attendibili, specialmente quando appaiono sui sismogrammi con ampiezze notevoli.

Evidentemente, come regola, avverrà che l'attendibilità apparente delle riflessioni diminuirà al crescere delle distanze δ dei pozzetti di scoppio e dei centri dei profili dei sismografi dai centri delle striscie riflettenti. Onde dare quindi la possibilità di valutare rapidamente tale attendibilità noi abbiamo segnato sugli elementi geometrici le centinaia dei metri delle distanze δ cui sono relative le riflessioni corrispondenti.

Per comodità, seguendo le abitudini invalse presso i nostri operatori geofisici, chiameremo anche noi con « Riflessioni » gli elementi geometrici che si ricavano col calcolo delle riflessioni vere e proprie che figurano sui sismogrammi.

Vediamo dalla fig. 8 *a*) che per qualunque larghezza σ delle striscie riflettenti si ha sempre, dall'inviluppo delle riflessioni, un andamento anticlinalico.

Gli incrementi degli angoli di fase, come risultano dalle curve della fig. 7, aumentano in generale al crescere delle distanze δ dei pozzetti di scoppio e dei profili di rilievo dalle strisce riflettenti: in pratica quindi avverrà che gli andamenti ad anticlinale saranno meglio caratterizzati e le chiusure saranno più appariscenti quando gli

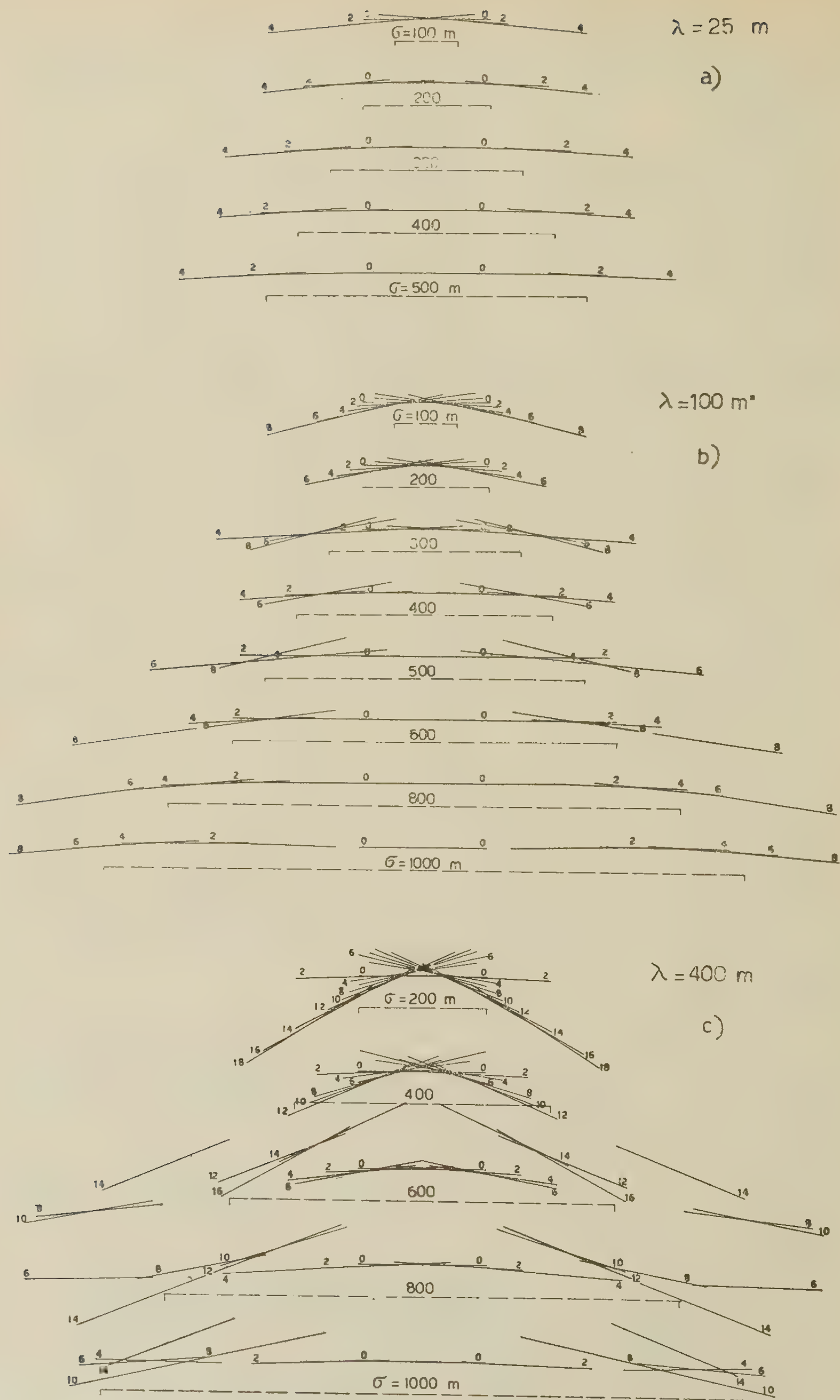

λ = 25 m
a)
σ = 100 m
200
400
σ = 500 m
λ = 100 m
b)
σ = 100 m
200
300
400
500
600
800
σ = 1000 m
λ = 400 m
c)
σ = 200 m
400
600
800
σ = 1000 m

Fig. 8

strati riflettenti saranno fortemente differenziati e risulteranno grandi le distanze di rilievo possibile.

Si noti che le irregolarità degli andamenti quali appaiono nella fig. 8 *b*) in generale risulteranno assai attenuate, se non addirittura eliminate, colle registrazioni delle onde sismiche fatte in trascinamento e colle compensazioni dei valori osservati che gli operatori debbono in generale fare per seguire le sequenze delle riflessioni, e che anche per questa ragione le strutture risulteranno in pratica più vistose.

Se adottiamo delle lunghezze l dei profili diverse da quelle di 200 m considerate otterremo delle distribuzioni delle riflessioni diverse, dato che i valori delle differenze di fase $\Delta\vartheta$ relativi saranno variati. Le differenze delle distribuzioni però saranno sostanzialmente insignificanti per le variazioni che in pratica potranno riuscire utili, tali per cui l sia compresa fra i 100 e i 400 metri.

Pure insignificanti in generale risulteranno le variazioni delle distribuzioni conseguenti ai diversi valori che si ottengono cambiando posizione dei pozzetti rispetto alle striscie, per esempio ponendo i pozzetti stessi alle distanze di 100, 300, 500, ... metri dalle mezzarie invece che alle distanze di 0, 200, 400, ... metri come abbiamo fatto per la fig. 8 *b*).

Nelle figure 8 *c*) e 8 *a*) riportiamo le configurazioni che invece si ottengono per le lunghezze d'onda λ di 400 e di 25 mentri per le larghezze σ delle striscie di 200, 400, 600, 800, 1000 metri e di 100, 200, 300, 400, 500 metri, rispettivamente, sempre per la profondità k di 2500 m e la lunghezza del profilo di rilievo l di 200 m.

Si può notare che al confronto con le configurazioni relative alla lunghezza d'onda $\lambda = 100$ m quelle ottenute per $\lambda = 25$ m appaiono molto più regolari ma con chiusure della metà e, viceversa, quelle ottenute per $\lambda = 400$ m appaiono in generale assai meno regolari e con chiusure pressapoco doppie.

Le riflessioni più esterne segnate corrispondono pure ad ampiezze dell'ordine del 5÷10 per cento di quelle che si avrebbero per larghezze infinite delle strisce.

Variando la profondità k delle strisce e contemporaneamente la lunghezza d'onda λ in modo che risulti immutato il prodotto λk otteniamo i medesimi valori delle ampiezze e delle fasi delle figure 5 e 7. Al variare di λ però varia anche il valore di J, come si vede dalla [15], e con esso varia quello di senα e della pendenza tgα. Questo fatto,

unito alla variazione della profondità, fa sì che in effetto risultino delle configurazioni simili a quelle delle figure 8 *a*), *b*) e *c*) ma con dislivelli (chiusure) pressoché ridotte nella stessa proporzione della variazione della lunghezza d'onda. Poiché le ampiezze sono le stesse della fig. 5 le riflessioni risulteranno ugualmente numerose e attendibili come nelle configurazioni delle figure 8 *a*), *b*) e *c*).

Nella fig. 9 riportiamo ora le curve dei valori delle fasi ϑ che

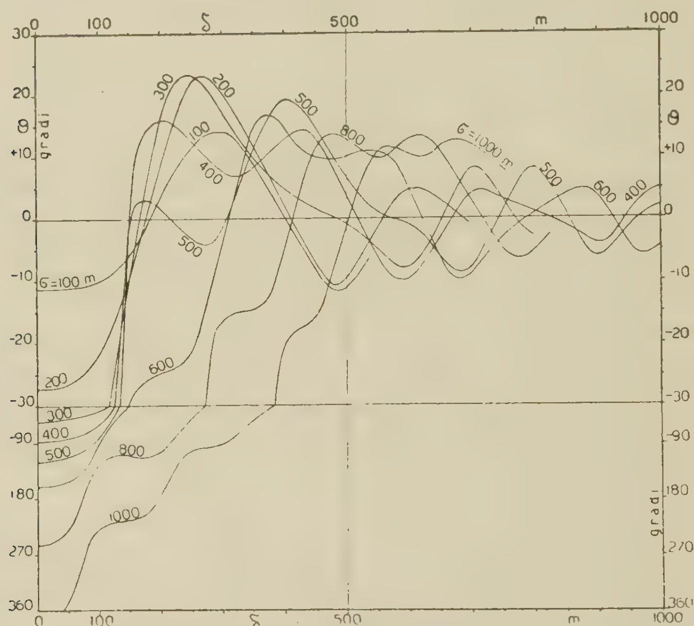


Fig. 9

si hanno per le strisce opache del piano riflettente π di larghezze σ di 100, 200, 300, 400, 500, 600, 800 e 1000 metri per la profondità k di 2500 m di cui abbiamo dato le ampiezze percentuali h nella fig. 3.

Mediante tali curve, date le proprietà che le caratterizzano, al solito possiamo calcolare i valori approssimati delle fasi relativi a valori qualsiasi delle lunghezze d'onda λ, delle profondità k e delle ampiezze σ delle strisce riflettenti.

Nella fig. 10 *a*) riportiamo le configurazioni delle riflessioni che, operando nello stesso modo indicato a proposito della fig. 8, si ottengono dai valori delle fasi della fig. 9, per la solita lunghezza dei profili dei sismografi, $l = 200$ m, per la profondità k di 2500 m e per la lunghezza d'onda λ di 100 m.

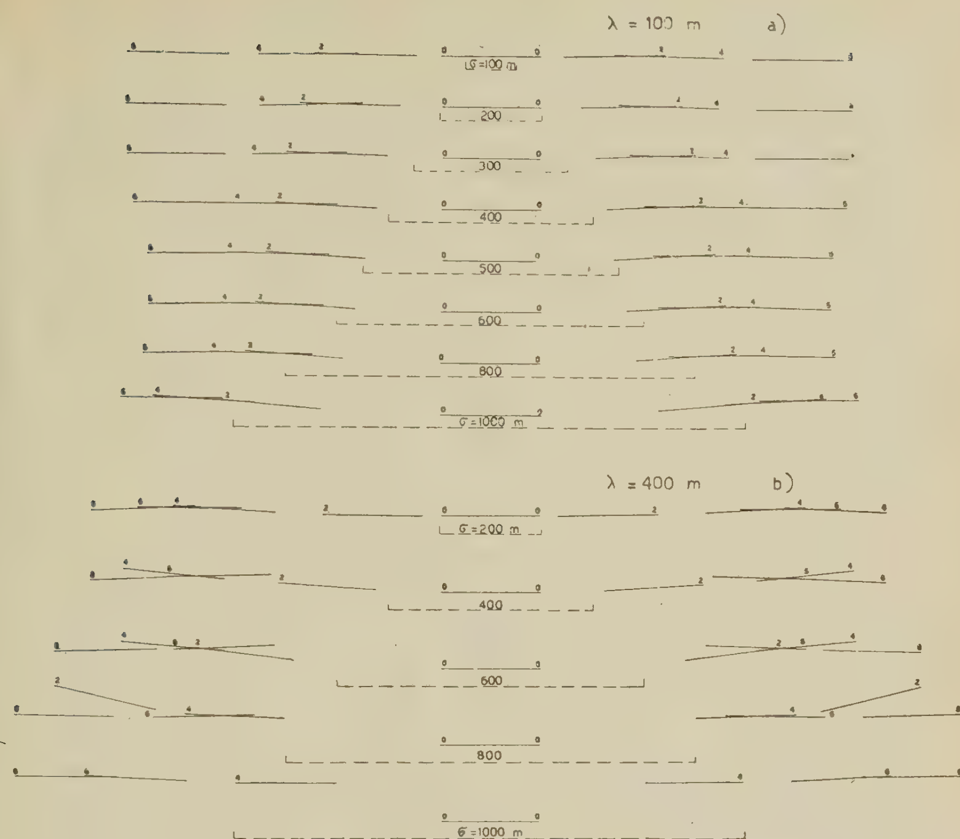


Fig. 10

Vediamo che per tutte le larghezze delle strisce considerate le riflessioni risultano disposte in modo da simulare quasi perfettamente delle strutture sinclinaliche: i dislivelli però sono molto scarsi, al massimo di una trentina di metri per la larghezza di 1000 metri.

Dislivelli maggiori otteniamo per lunghezze d'onda maggiori di 100 m, come si vede dalla fig. 10 *b*). Si vede anche però, da tale figura, che coi dislivelli aumentano le irregolarità delle riflessioni. È da notare che per le striscie opache le riflessioni risultano di intensità, e quindi di attendibilità, crescente procedendo dal centro delle strutture similate verso l'esterno, nel senso crescente dei numeri che le contraddistinguono, contrariamente a quanto avveniva nel caso delle strisce riflettenti.

Per le lunghezze d'onda inferiori ai 100 metri le configurazioni

delle riflessioni risultano ancor più regolari di quelle della fig. 10 *a*) ma i dislivelli risultano ancor minori, tanto da apparire privi d'interesse pratico.

Le strutture sinclinaliche in generale hanno scarso interesse nella pratica delle ricerche, specialmente di quelle petrolifere; facciamo osservare però che se il piano riflettente π fosse inclinato, invece delle strutture sinclinaliche delle figure 10 *a*) e *b*) avremmo altrettante cop-

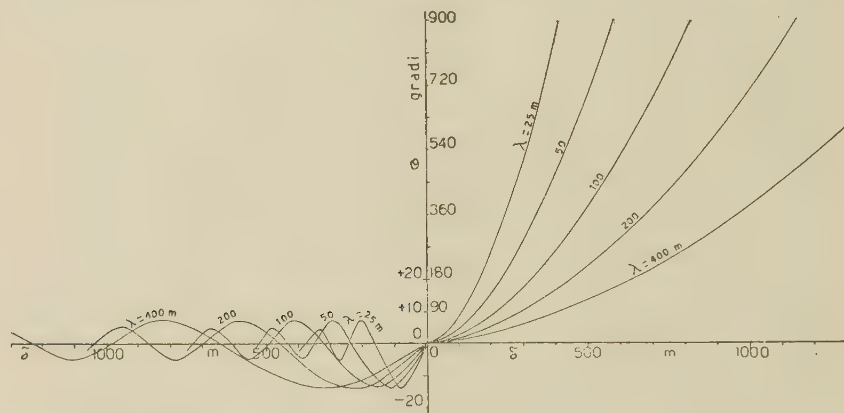


Fig. 11

pie di strutture anticlinaliche, con chiusure però al massimo della metà dei dislivelli che risultano dalle stesse strutture sinclinaliche.

Nella fig. 11 riportiamo le curve dei valori degli angoli di fase ϑ relativi a un semipiano π_1 di profondità $k = 2500$ m per le lunghezze d'onda λ di 25, 50, 100, 200 e 400 metri in corrispondenza alle diverse distanze δ dalla verticale per la retta limite p_1. Facciamo osservare che le curve a sinistra dell'asse delle ordinate, dalla parte del semipiano riflettente π_1, sono riferite a una scala delle ordinate 9 volte minore di quella cui sono riferite le curve poste alla destra.

Le curve si trasformano l'una nell'altra se si variano le ascisse della radice del rapporto fra le lunghezze d'onda: per esempio dalla $\lambda = 25$ m otteniamo quella relativa a $\lambda = 100$ m se raddoppiamo i valori delle ascisse.

I valori delle fasi per le altre profondità si possono ottenere al solito applicando la regola della costanza della radice del prodotto $\lambda\, k$.

Nelle figure 12 *a*), *b*) e *c*) riportiamo le configurazioni delle riflessioni che risultano praticamente da un semipiano riflettente π_1 per le lunghezze d'onda λ di 25, 50, 100, 200 e 400 metri; lunghezza dei

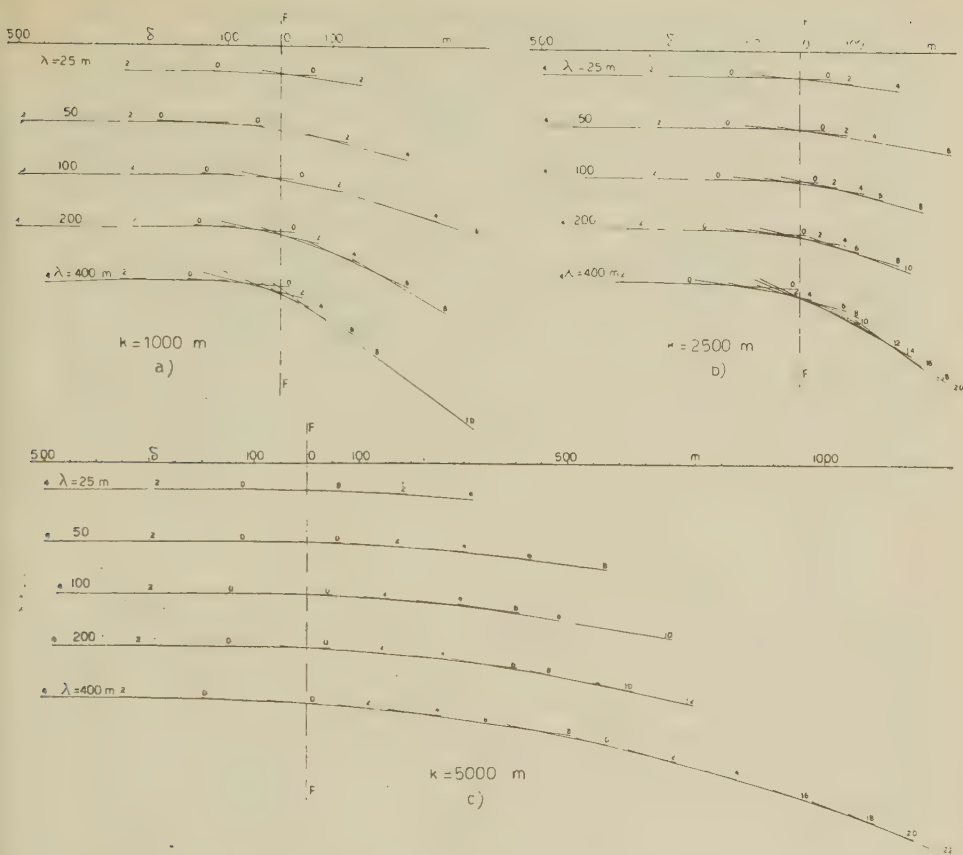


Fig. 12

profili dei sismografi l al solito di 200 m; il semipiano riflettente π_1 è dalla parte delle minori pendenze, alla sinistra del disegno, e la verticale per la retta limite p_1 (faglia) è individuata dalla $F - F$ a tratto e punto. Le riflessioni più esterne segnate dalla parte ove manca π_1 corrispondono al solito al limite dell'ampiezza h del $5 \div 10$ per cento.

Abbiamo, come si vede, delle configurazioni monoclinaliche con dislivelli che aumentano al crescere delle lunghezze d'onda λ e con curvature che viceversa diminuiscono al crescere della profondità k di π_1.

Se il semipiano π_1 è inclinato verso la parte opposta a quella di p_1 risultano evidentemente delle configurazioni anticlinaliche, per nulla diverse da quelle « Vere », con chiusure, come pel caso delle

sinclinali che abbiamo visto, al massimo dell'ordine di metà dei dislivelli delle monoclinali della figura.

Vediamo infine quali siano le configurazioni delle riflessioni che si ottengono nell'ipotesi che la superficie π_1, interrotta secondo la retta p_1, si continui secondo la superficie parallela π_2 spostata verticalmente di ϱ, ossia nell'ipotesi di una faglia di rigetto ϱ coi lembi π_1 e π_2 orizzontali, e che non esista alcuna striscia d'ombra.

Supposte le onde persistenti, possiamo determinare facilmente gli angoli di fase risultanti dall'interferenza delle onde riflesse dai due lembi delle faglie ammettendo che per rigetti ϱ piccoli, minori per esempio di $k/10$, le ampiezze delle onde provenienti dai due lembi siano uguali a quelle che si avrebbero per $\varrho = 0$ e, inoltre, che per le distanze δ pure piccole, per esempio minori di k/5, gli sfasamenti $\delta\vartheta$ dei vettori ampiezze, espressi in gradi sessagesimali, siano

$$\delta\vartheta = 720 \frac{\varrho}{\lambda} \quad .$$

Nelle figure 13 e 14 riportiamo le curve dei valori delle ampiezze percentuali h_r e delle fasi ϑ_r determinate in tali ipotesi per la profondità media di π_1 e π_2 di 2500 m e gli sfasamenti di -45°, -90°, -135° e -180°, corrispondenti rispettivamente ai valori del rigetto ϱ delle serie $\lambda/16$, $9\lambda/16$, $17\lambda/16$, ... $\lambda/8$, $5\lambda/8$, $9\lambda/8$, ... $3\lambda/16$, $11\lambda/16$, $19\lambda/16$, ... $\lambda/4$, $3\lambda 4/$, $5\lambda/4$, ... I lembi ribassati delle faglie nelle figure sono supposti alla destra della retta $\delta = 0$.

Vediamo che le curve delle fasi, fig. 13, dopo varie oscillazioni di forma piuttosto complessa e di ampiezze crescenti al crescere degli sfasamenti $\delta\vartheta$, tendono alle rette parallele all'asse delle distanze aventi per ordinate i valori degli sfasamenti corrispondenti, $\vartheta_r = -45^\circ$, $\vartheta_r = -90^\circ$, $\vartheta_r = -135^\circ$ e $\vartheta_r = -180^\circ$.

Per lo sfasamento di -180° la curva è composta di due parti uguali simmetriche rispetto alla retta $\delta = 0$ spostate nel senso delle ordinate di -180°; ugualmente avviene per sfasamenti maggiori. In questi casi mancando ogni raccordo delle curve, l'operatore non riscontrerà dai sismogrammi nessun elemento che lo potrà indurre a correlare le riflessioni corrispondenti alle stesse fasi dei treni d'onda le quali appaiono in opposizione o ancor più spostate da una parte e dall'altra delle verticali per le faglie. Lo stesso operatore invece sarà indotto a fare le correlazioni colle onde della seconda falda in anticipo di fase, per cui in effetto gli sfasamenti sono dati dalle simmetriche, rispetto alla retta $\delta = 0$, delle curve della fig. 13: ciò eviden-

temente per la stessa ragione per cui, cogli spostamenti maggiori di — 180°, si fanno le correlazioni colle onde in ritardo di fase.

Per gli altri valori degli sfasamenti $\delta\vartheta$ le curve delle ampiezze h_r si ottengono da quelle disegnate nella fig. 14 allo stesso modo che abbiamo indicato per gli angoli di fase della fig. 13. Per le altre lunghezze d'onda λ e per le altre profondità delle faglie otteniamo i va-

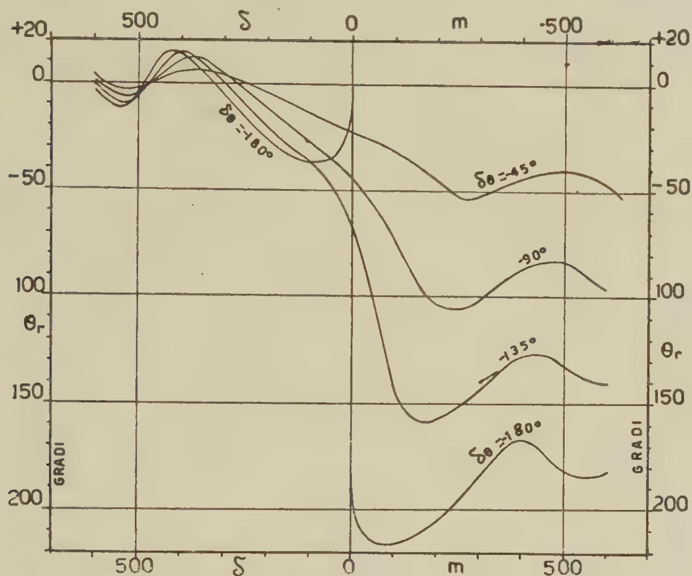


Fig. 13

lori degli angoli di fase e delle ampiezze da quelli delle figure applicando le solite regole che abbiamo constatato valide per le altre costruzioni.

Nella fig. 15 riportiamo le configurazioni che praticamente risultano dai rilievi per le lunghezze d'onda λ di 25, 100 e 400 metri per gli sfasamenti di — 45°, — 90°, — 135° e — 180°. Per quest'ultimo valore si sono fatte le correlazioni in ritardo di fase.

Vediamo che in effetto risultano dei dislivelli perfettamente corrispondenti ai valori degli sfasamenti per le relative lunghezze d'onda. Il raccordo fra le due falde al solito riesce più regolare e graduale per le maggiori lunghezze d'onda, naturalmente a parità di rigetto.

Le ampiezze, come risultano dalla fig. 14, sono sempre molto grandi, tali da dare luogo a delle riflessioni sui sismogrammi paragonabili come ampiezze a quelle delle normali superfici riflettenti con-

tinue, eccezion fatta per il caso $\delta\vartheta = -180^\circ$ $\delta = 0$ per cui è nulla.

Per gli sfasamenti minori di -180°, dovendosi fare le correlazioni con anticipo di fase, si troveranno in effetto dei dislivelli opposti a quelli reali, equivalenti al valore supplementare dello sfasamento, positivo; per esempio, per $\delta\vartheta = -270^\circ$ si troverà la falda di destra più elevata della sinistra del valore corrispondente allo sfasamento di $+90^\circ$. È facile comprendere come in pratica una simile eventualità

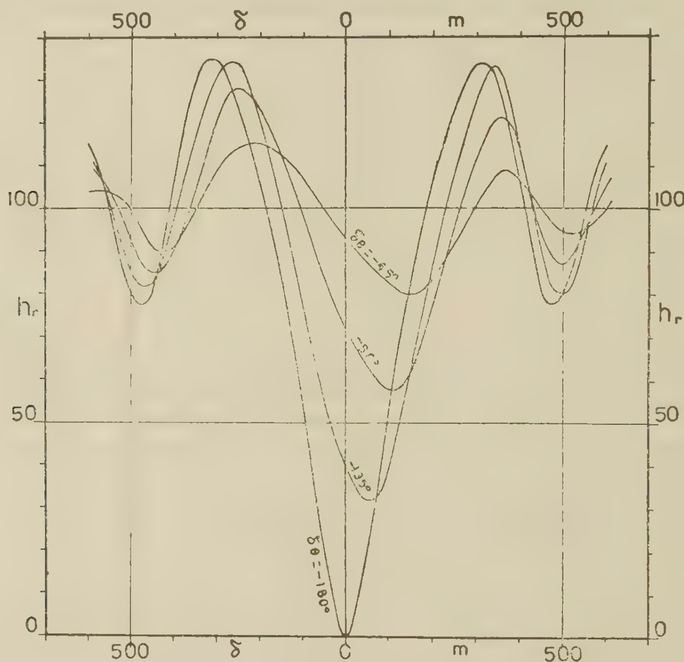


Fig. 14

riesca dannosa: unico elemento di dubbio sulla legittimità di tali costruzioni invertite si ha dal fatto che risultano correlate, prima e dopo le faglie, delle fasi che nei treni relativi non risultano corrispondenti: per esempio risultano correlate la seconda onda del treno dei sismogrammi rilevati dalla parte del lembo più elevato colla prima onda del treno dei sismogrammi rilevati dalla parte dell'altro lembo.

Per le profondità maggiori troviamo delle configurazioni simili ma più estese e più regolari e, viceversa, per le profondità minori delle configurazioni meno sviluppate e meno continue, esattamente come avviene per le monoclinali simulate della fig. 12.

Se in corrispondenza alle faglie si avessero delle strisce opache

risulterebbero evidentemente delle configurazioni simili a quelle della fig. 15: si avrebbero però in ogni caso degli andamenti meno regolari, date le minori ampiezze.

6. *Osservazioni.* — Le configurazioni delle riflessioni riportate nelle figure potrebbero essere rese più regolari e con minori discontinuità inserendo altri profili fra quelli considerati, limitati al numero strettamente necessario alle correlazioni delle riflessioni delle diverse mi-

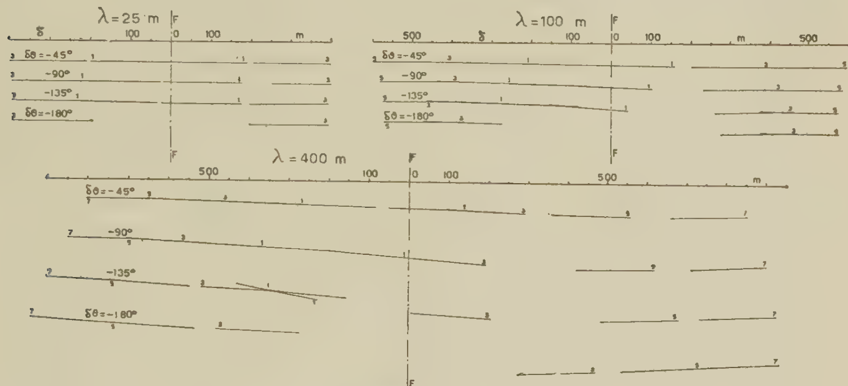


Fig. 15

sure. Già abbiamo detto però come tali configurazioni in pratica non possano che essere di approssimazione grossolana, specialmente per le riflessioni più esterne, data la scarsa precisione della costruzione grafica delle spirali di Cornu e dato che le lunghezze dei treni d'onda sono limitate e le ampiezze delle onde sono variabili mentre le spirali stesse sono basate sull'ipotesi delle onde persistenti di ampiezza costante.

Ora osserviamo che colle spirali di Cornu vengono composti gli effetti di

$$n=(\sqrt{3}-1)\frac{k}{\lambda}$$

onde complete, per cui le poligonali devono essere arrestate, alla fase di $2\pi n$, quando ancora sono molto distanti dai centri teorici C_1 e C_2 i quali vengono in effetto considerati nelle elaborazioni: se per esempio $k = 1000$ m e $\lambda = 400$ m risulta $n = \sim 1{,}8$ e la spirale deve essere arrestata alla fase di $\sim 650^\circ$ alla quale corrisponde l'ampiezza h di circa l'8 per cento, secondo la curva $\lambda = 400$ della fig. 2 *a*); con ciò

evidentemente abbiamo un'ulteriore sensibile riduzione dell'approssimazione, specialmente per gli elementi corrispondenti ai maggiori angoli di fase.

Pel confronto coi fenomeni luminosi è da tenere presente che mentre per la sismica i rapporti k/λ variano da 20 a 200 in ottica tali rapporti sono dell'ordine dei milioni.

Un'ultima causa d'errore abbiamo dal fatto che in generale la velocità di trasmissione delle onde sismiche varia, più o meno gradualmente, colla profondità delle superfici riflettenti e quindi che le onde risultano di lunghezze diverse e influenzate dalla diffrazione con intensità diverse al variare delle stesse profondità.

I fenomeni della diffrazione delle onde sismiche che si sviluppano in corrispondenza alle discontinuità delle superfici riflettenti vennero messe in evidenza dalle fotografie dei fronti d'onda pubblicate dal Rieber fin dal 1936 ([4]). Ma nessuno, che noi si sappia, ebbe mai l'idea di applicare le teorie della diffrazione alla trasmissione delle onde nei rilievi sismici a riflessione. È da osservare però che colle prime applicazioni della sismica a riflessione le profondità di rilievo erano ridotte, data la scarsa sensibilità degli strumenti di registrazione, e le lunghezze d'onda utilizzate erano sempre piccole, generalmente minori di 50 m, per cui i fenomeni della diffrazione non potevano che assumere scarsa importanza.

A quei tempi il rilievo delle faglie e, in generale, di tutte le discontinuità delle superfici riflettenti, poteva essere fatto col metodo delle « Correlazioni », quando gli strati erano bene differenziati e si avevano delle riflessioni caratteristiche sicuramente riconoscibili sui sismogrammi. Coll'adozione del sistema di rilievo a riflessione continuo ([5]) le possibilità delle correlazioni vennero molto estese e con ciò evidentemente anche le possibilità di rilievo delle discontinuità.

Con questi metodi in effetto si rilevano le discontinuità in modo indiretto, correlando le serie di orizzonti rilevate ai due lati delle discontinuità, caratterizzate, queste, da una « Zona d'ombra », ossia da una zona priva di riflessioni o con riflessioni « Anomale » di andamento sicuramente difforme da quello degli strati della zona: è importante tenere presente però, in proposito, che anche le normali anticlinali possono presentarsi con assenza di riflessioni e provocare dei dislivelli degli strati delle due falde, esattamente come per le faglie.

Attualmente non si hanno altri metodi più efficaci di rilievo delle discontinuità; in generale invece sono aumentate le difficoltà pratiche,

date le notevolmente maggiori profondità di rilievo che si vogliono raggiungere e le aumentate esigenze nei riguardi della sismica a riflessione.

Le onde lunghe, come abbiamo visto, sono in generale più persistenti delle corte e sovente danno dei risultati utilizzabili laddove le corte non danno nessuna riflessione attendibile. D'altra parte, quando una zona si rivela sorda coi rilievi normali gli operatori applicano tutti gli accorgimenti utili per avere i risultati e in primo luogo adottano onde il più possibile lunghe e aumentano l'energia degli scoppi (aumentando le cariche e approfondendo i pozzetti). Operando in tale modo, però, si creano le condizioni favorevoli perché in corrispondenza alle discontinuità, quando esistono, si abbiano delle riflessioni di ampiezze sufficienti anche per le differenziazioni usuali dei terreni. Con ciò si rende generale la possibilità di rilevare le riflessioni anomale e le strutture simulate conseguenti. Praticamente quindi dobbiamo attenderci che tutte le discontinuità diano luogo a delle strutture simulate e, anche, che queste strutture risultino meglio caratterizzate e più appariscenti di quelle riportate nelle figure 8, 10, 12 e 15.

Le chiusure nel senso longitudinale delle strutture simulate, sempre di carattere anticlinalico, possono essere provocate o dalle variazioni delle inclinazioni α delle superfici riflettenti o dalle variazioni dei dislivelli delle superfici di riflessione delle onde interferenti oppure da entrambe tali cause. È da tenere presente che rilevando dei profili nel senso longitudinale delle strutture, ossia parallelamente alle linee di discontinuità, si ottengono degli andamenti delle riflessioni perfettamente coerenti con quelli delle riflessioni rilevate coi profili trasversali e che, quindi, si ottengono dei poligoni ipsometrici all'apparenza normali, con errori di chiusura proporzionati alle attendibilità apparenti delle riflessioni.

In mancanza di ogni possibilità di controllare direttamente le caratteristiche delle strutture quali risultano dai rilievi non si può fare altro in pratica che analizzare le riflessioni sui sismogrammi per scorgere in esse le eventuali caratteristiche che abbiamo visto specifiche dell'influenza della diffrazione in corrispondenza alle discontinuità, e in particolare quelle della lunghezza eccessiva dei treni d'onda, della variazione degli incrementi dei tempi colle diverse fasi dei treni e, infine, quella delle diverse pendenze e delle diverse configurazioni delle riflessioni che risultano utilizzando lunghezze d'onda notevolmente diverse.

Data quest'ultima caratteristica converrà in pratica eseguire i rilievi registrando ogni pozzetto con almeno due filtri diversi: uno che sia adatto al miglior rendimento dell'energia riflessa e l'altro il più stretto compatibile colla necessità di avere dei risultati. In tale modo si agevola anche la correlazione delle riflessioni e i rilievi dei tempi delle stesse che proprio nelle zone di difficile rilievo risultano particolarmente laboriosi ([3]).

Naturalmente ogni dubbio sull'esistenza delle faglie verrebbe eliminato quando risultassero rilevati i « Liscioni », ossia le superfici di rottura lungo le quali i lembi delle faglie si sono spostati ([6]). Il caso però non può che essere molto raro in quanto per verificarsi deve avere il concorso di molte condizioni favorevoli, quali quelli di presentare superfici di rottura molto regolari per grandi estensioni, quella che siano posti a contatto terreni con caratteristiche elastiche molto differenziate, ecc.

Milano, Novembre 1952.

RIASSUNTO

L'autore riassume i principî di Huyghens, Fresnel e Kirchhoff sulla diffrazione della luce e applica gli stessi principî alla riflessione delle onde sismiche. Dimostra come in corrispondenza alle discontinuità delle superfici riflettenti le onde riflesse alla superficie del suolo non accusino brusche variazioni, come vorrebbero i principî classici dell'ottica geometrica, ma varino gradualmente, sia nelle ampiezze sia negli angoli di fase, e come in conseguenza risultino delle configurazioni per le riflessioni tali da simulare delle strutture continue all'apparenza di grande interesse per la prospezione mineraria. Quindi espone gli accorgimenti che si devono adottare nell'esecuzione dei rilievi e nell'interpretazione geometrica degli stessi per evitare di incorrere in ricostruzioni arbitrarie della tettonica degli strati riflettenti.

SUMMARY

The author rèsumèes the principles of Huyghens, Fresnel and Kirchhoff on the difraction of light and applies the same principles to the reflection of seismic waves. It is demonstrated how, in cor-

respondence to the discontinuity of the reflecting surface the waves reflected to the surface of the soil do not suffer abrupt variations as predicted by the classical principles of geometric optics, but vary gradually, both in the amplitude and the phase angle, and how, as a consequence, the resulting configurations are such as to simulate continuous structures, and would seem to be of great interest for mineral prospecting. Then he explains the expedients that one must adopt in the execution of the reliefs and in the geometric interpretation of these to avoid incurring arbitrary reconstructions of the tectonic of the reflecting layers.

BIBLIOGRAFIA

(1) Enrico Persico, *Ottica*. Francesco Vallardi, Milano, 1932.

— Giorgio Valle, *Acustica*. Francesco Vallardi, Milano, 1928.

— D. J. W. Cullum, *The practical application of acustic principles*. E. and F. N. Spon Ltd, Londra, 1949.

(2) Gustav Kirchhoff, *Vorlesungen über Mathematische Optik*. Lipsia, 1891.

— Mariano Pierucci, *Fisica classica - Enciclopedia delle matematiche elementari e complementari*. Vol. III, Parte I, Hoepli, Milano, 1947.

(3) Camillo Contini, *L'applicazione del rilievo sismico a riflessione continua*, Metano, anno VI, n. 1 e n. 2, Padova, 1952.

(4) Frank Rieber, *Visual presentation of elastic wave patterns under various structural conditions*. Geophysics, vol. I, n. 2, 1936.

(5) Henry Salvatori, *Mapping faults by the reflection method*. Geophysics, vol. II, n. 4, 1937.

(6) Curtis H. Johnson, *Locating and detailing faults formations by means of the geo-sonograph*. Geophysics, vol. III, n. 3, 1938.

VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ IN EUROPA

Nota 1ª: Dati sperimentali

C. Morelli

1. *Generalità.* — Dato il continuo estendersi delle misure di gravità di precisione ($\pm$ 0.01 mgal), necessita conoscere la variazione diurna per effetto luni-solare. Se effettuati per ogni singola richiesta, i calcoli sono piuttosto laboriosi; risulta opportuno perciò computarli possibilmente in serie, per es. previo calcolo di appositi nomogrammi.

Per i lavori gravimetrici in Italia sett., l'Osservatorio Geofisico di Trieste calcola da tempo la variazione diurna della gravità per tali regioni: poiché però questi dati valgono praticamente per tutta l'Ita-

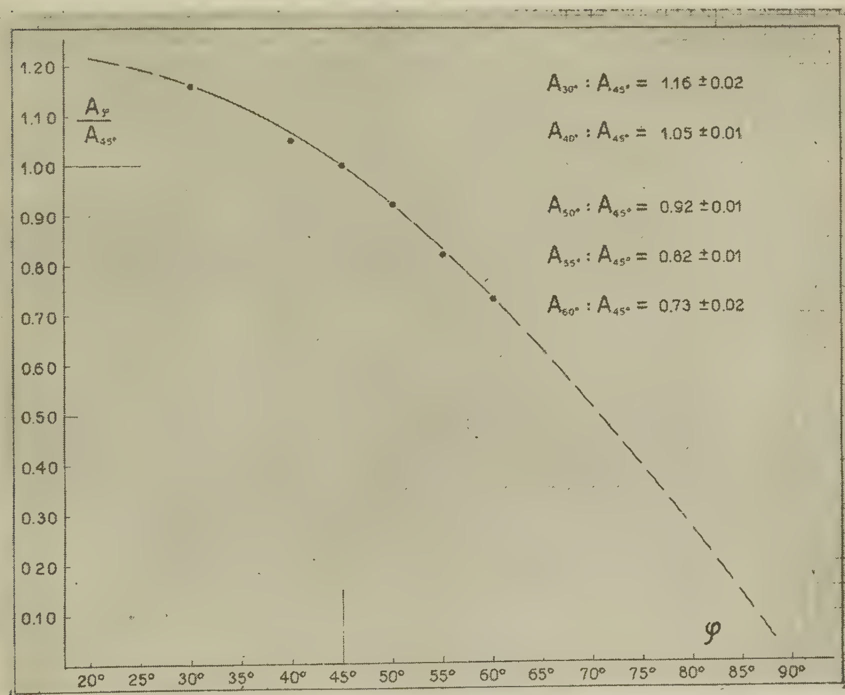


Fig. 1 - Valori del fattore correttivo k_{φ} dell'ampiezza in funzione della latitudine (maggio 1953).

lia, ed anche per l'Europa centrale, e con piccoli spostamenti di fase e variazioni di ampiezza per buona parte dell'Europa, si ritiene opportuno iniziarne su questa Rivista la pubblicazione, che verrà poi continuata regolarmente in separata sede.

Ciò anche allo scopo di consentire opportuni confronti, nelle diverse regioni dove fossero disponibili gravimetri per tali misure, fra la variazione normale della gravità e quella reale, influenzata com'è noto dalle condizioni geologico-tettoniche regionali.

I calcoli sono stati effettuati per la superficie di una Terra rigida,

per: $\varphi_0 = 45^\circ$, $\lambda_0 = 12^\circ$ Est Greenwich.

e le ampiezze sono state amplificate dal fattore medio 1.22 ([1]).

Per passare a latitudini diverse da questa, abbiamo calcolato per il *maggio 1953* (v. *fig. 8*) le curve della variazione diurna della gravità anche per le latitudini di 30°, 40°, 50°, 55° e 60°: come si vede, esse comportano solo variazioni in ampiezza. I valori medi del fattore correttivo $k\varphi$ per cui va moltiplicata l'ampiezza A_{45° delle curve per $\varphi_0 = 45^\circ$, per ottenere quella corrispondente $A\varphi$ alla latitudine φ, sono riportati nella *fig. 1.*

Le variazioni di fase per una longitudine λ_0, diversa da λ_0, sono quelle ben note:

$$\mp 1 \text{ ora per } \lambda_0 - \lambda = \pm 15^\circ$$

Cioè, per utilizzare per esempio in Francia o Inghilterra (fuso di Greenwich), le curve qui pubblicate, basterà diminuire di un'ora le ascisse lette dal diagramma, che sarà così riportato direttamente al tempo di Greenwich.

2. *Discussione.* — È ben noto che la variazione diurna della gravità ∂g in un punto P qualunque sulla superficie della Terra dovuta ad un astro di massa m concentrato nel punto M alla distanza D dal centro della Terra, nell'ipotesi di un globo rigido si può esprimere in prima approssimazione con la formula seguente ([2]):

$$\partial g = \frac{3\,\varepsilon\, m R}{D^3}\left(cos^2 \psi - \frac{1}{3}\right) = K\left(c\ s^2 \psi - \frac{1}{3}\right) \qquad [1]$$

dove: ε = costante di attrazione universale;
R = raggio della Terra;
ψ = distanza zenitale dell'astro, riferita al centro della Terra.

Risulta quindi anzitutto che ∂g è funzione di D e di ψ.

È inoltre, com'è noto:

$$\cos\psi = \text{sen}\,\varphi\ \text{sen}\,\vartheta + \cos\varphi\cos\vartheta\cos\tau \qquad [2]$$

dove: φ = latitudine del punto considerato;
ϑ = declinazione dell'astro;
τ = angolo orario.

Quindi a sua volta ψ è funzione di φ (latitudine), τ (longitudine) e ϑ (declinazione dell'astro).

In definitiva, avremo quindi che ∂g è funzione della posizione dell'astro (D, ϑ) e delle coordinate del punto sulla superficie della Terra (φ, τ):

$$\partial g = f(D, \vartheta; \varphi, \tau). \qquad [3]$$

Per una determinata posizione dell'astro (D, ϑ costanti) su uno stesso meridiano (τ = costante), ∂g sarà solo funzione di φ; oppure su uno stesso parallelo ∂g sarà solo funzione di τ.

Poiché i corpi celesti che hanno influenza apprezzabile sulla gravità, sono la Luna e il Sole (per i quali il coefficiente della [1] vale in media 0,164 mgal e 0,075 mgal), basterà fare la somma algebrica del contributo che a ciascuno di essi compete per la [3]: sicché la conclusione ora ricavata rimane valida.

Precisiamo ora che ammettiamo di poter trascurare, qui e nel seguito, valori inferiori a 0.01 mgal, dato che questo è attualmente il limite della sensibilità strumentale ai fini pratici. Quindi, anche per la Luna e per il Sole il contributo dei termini di ordine superiore della [1] è trascurabile, essendo per la prima inferiore al 2% del totale, e per il Sole ancora minore.

Le variazioni di D influiscono solo sul coefficiente della [1], e poiché di esse si è già tenuto conto nel calcolo di ∂g per $\varphi_0 = 45°$, *il contributo alle varie latitudini si può ritenere costante* (per una determinata epoca; nel caso specifico, per un determinato mese).

L'ampiezza delle variazioni di ϑ invece varia durante l'anno (v. *figg. 4-9*), sicché ϑ, come risulta dalla [2], *influisce diversamente su* ψ *delle diverse epoche* (nei diversi mesi).

Il contributo di questa variazione è però piuttosto piccolo; ripetuto il calcolo per il mese di *ottobre 1953*, è risultato:

$$A_{30} : A_{45} = 1.26 \pm 0.01$$
$$A_{60} : A_{45} = 0.72 \pm 0.01$$

Confrontando tali dati con quelli riportati in *fig. 1* (maggio 1953), si vede che la differenza massima si ha alla latitudine di 30°, ed è di appena 0.10.

Ora, poiché il coefficiente $k\varphi$ va a moltiplicare la variazione diurna per $\varphi = 45°$, la cui ampiezza massima è 0.30 mgal, mentre la precisione desiderata è $\pm$ 0.01 mgal, *basta che esso sia esatto nella prima cifra decimale*: perciò, praticamente i valori di $k\varphi$ calcolati per un determinato mese, possono assumersi validi anche per i tre mesi precedenti ed i tre mesi successivi.

Accompagneremo perciò la pubblicazione delle previsioni per ogni semestre con i valori di $k\varphi$ per un mese centrale di esso.

3. *Confronti.* — Pochi sono i valori teorici o sperimentali della variazione diurna della gravità finora noti per altra via in Europa.

Dobbiamo alla cortesia del dr. *Jean Martin* i valori teorici per Parigi per i giorni 1 e 2 settembre 1951: essi si accordano perfettamente con quelli da noi a suo tempo calcolati.

Valori *osservati* della variazione diurna della gravità sono stati invece pubblicati da *R. Tomaschek* (3). Essi si riferiscono ad osservazioni fatte a Winsford, Inghilterra ($\varphi = 53°2$) con un gravimetro Frost dal 17 al 23 aprile 1951, in una miniera di sale, a 143 m di profondità.

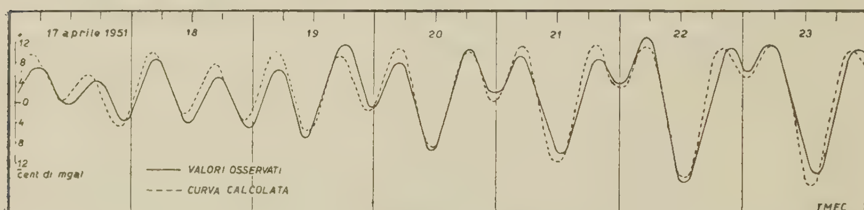


Fig. 2 - Confronto fra la variazione diurna della gravità osservata a Winsford, Inghilterra e le previsioni ridotte in ampiezza e fase per lo stesso posto.

I risultati del confronto con la variazione diurna da noi calcolata per lo stesso periodo sono riportati in *fig. 2*. Come si vede, entro i limiti della precisione strumentale l'accordo è buono (gli scarti sono probabilmente dovuti all'influsso delle maree oceaniche).

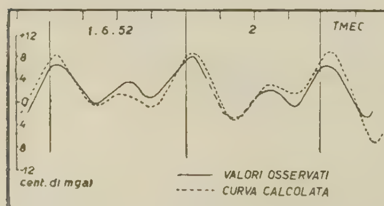


Fig. 3 - Confronto tra la variazione diurna della gravità osservata a Berlino e le previsioni ridotte in ampiezza per lo stesso posto.

Infine altri dati osservati con gravimetro sono stati pubblicati dall'*Askania-Werke* e si riferiscono a registrazioni effettuate con un gra-

vimetro Askania Gs9 a Berlino ($\varphi = 52.5$) dal 31 maggio al 3 giugno 1952 [4]. I risultati del confronto sono riportati in *fig. 3*, e dimostrano che l'accordo è soddisfacente, a meno di un errore piuttosto piccolo dovuto all'onda diurna.

In conclusione, i risultati dei confronti confermano l'applicabilità di quanto qui sopra esposto teoricamente: cioè, che la variazione diurna della gravità calcolata per un punto centrale dell'Europa può essere facilmente e con sufficiente approssimazione modificata in ampiezza, ed in fase, in guisa da essere valida per ogni altra regione vicina d'Europa.

Discuteremo in una nota successiva i limiti di tale validità.

Istituto Nazionale di Geofisica — Osserv. di Trieste — Gennaio 1953.

RIASSUNTO

Si dimostra che la variazione diurna della gravità, calcolata regolarmente dall'Osservatorio Geofisico di Trieste per l'Italia settentr. ($\varphi_o = 45°$), *può essere praticamente valida per altre regioni vicine d'Europa, con piccole modifiche nell'ampiezza o nella fase. Vengono calcolati i fattori correttivi dell'ampiezza da* $\varphi = 30°$ *a* $\varphi = 60$, *e ne viene discussa la variabilità nel tempo. Alcuni confronti con la variazione diurna della gravità calcolata o direttamente osservata in altre regioni d'Europa confermano l'asserto.*

SUMMARY

The connaissance of diurnal variation of gravity is today required for reduction of high precision gravity measurements, and for other scientific purposes. Calculations for each single request are not quick, but use of nomograms can considerably diminish the trouble.

Geophysical Observatory in Trieste is now calculating diurnal variation of gravity for Northern Italy: this data are practically worth also for Central Europe, and, with slight amplitude and phase differences, for almost all Europe. Amplitude factors for φ *between 30° and 60° are calculated, and their variability with time is discussed.*

Computations have been made at a surface of a rigid Earth, and amplitudes have been magnified by a factor of 1.22, accordingly to Baars (« Gravity effect of Earth tides », E.A.E.G. Inaugural Meeting, The Hague 1951).

Comparisons with diurnal variation of gravity calculated or directly observed in some other regions of Europe confirm the above said validity.

BIBLIOGRAFIA

(1) BAARS B.: *Gravity effect of Earth tides.* E.A.E.G. Inaugural Meeting, The Hague, 1951.

(2) V. per es. SOLAINI L.: *Lezioni di Gravimetria.* Dispense dell'Istituto di Geofisica Applicata del Politecnico, Milano 1949.

(3) *Tidal gravity observations at Winsford (Cheshire).* M.N.R.A.S., Geophys. Suppl., v. 6, n. 6, Sept. 1952.

(4) *Ein serienmaessiges Askania-Gravimeter Gs9 registriert die zeitlichen Änderungen der Erdbeschleunigung.* Askania-Warte n. 42, Berlin, Juli 1952.

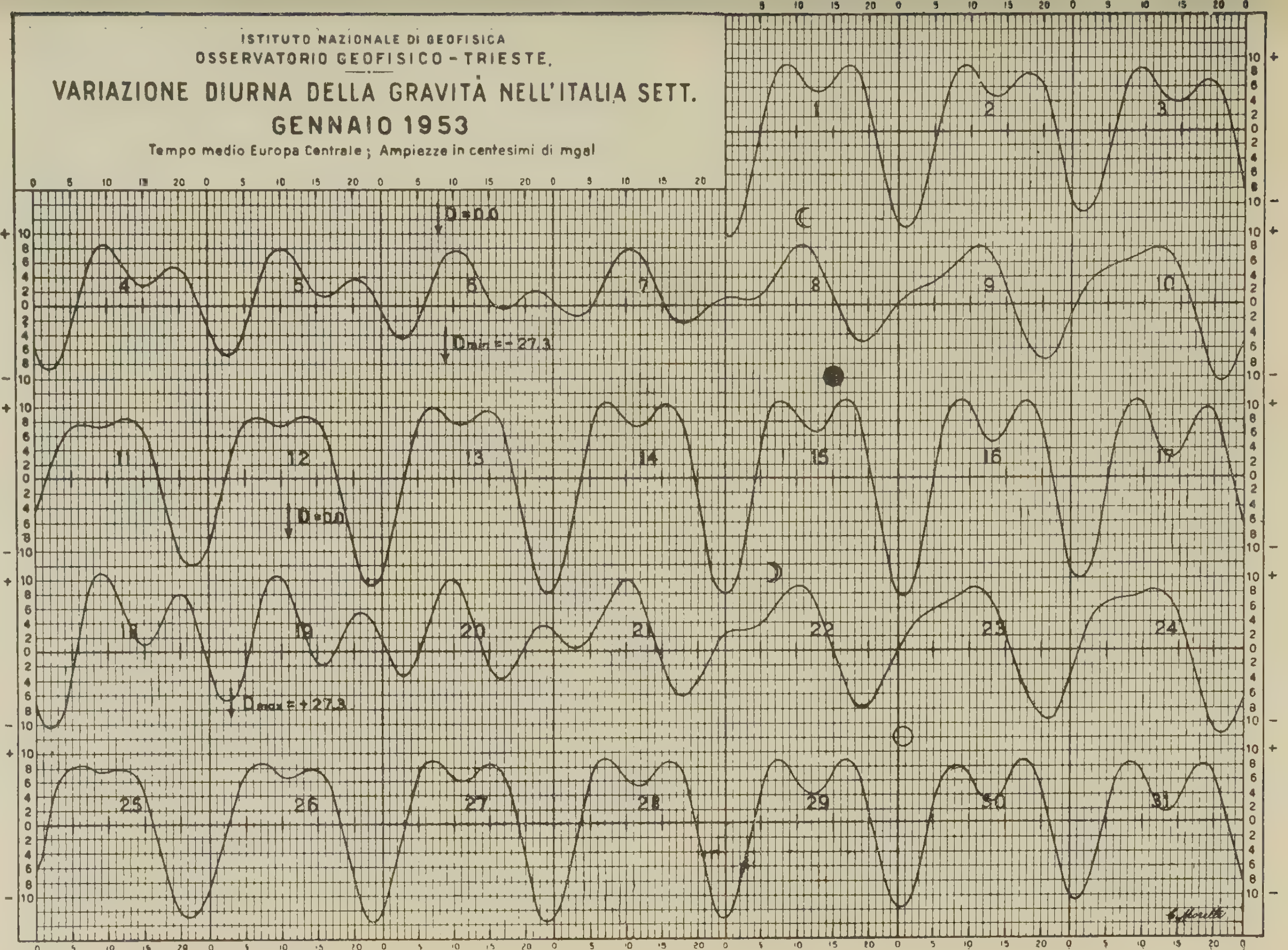

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE.
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.
GENNAIO 1953
Tempo medio Europa Centrale ; Ampiezze in centesimi di mgal
D=0.0
Dmin = -27.3
D=0.0
Dmax = +27.3

Fig. 4

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE

VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.

FEBBRAIO 1953

Tempo medio Europa Centrale; Ampiezze in centesimi di mgal

Fig. 5

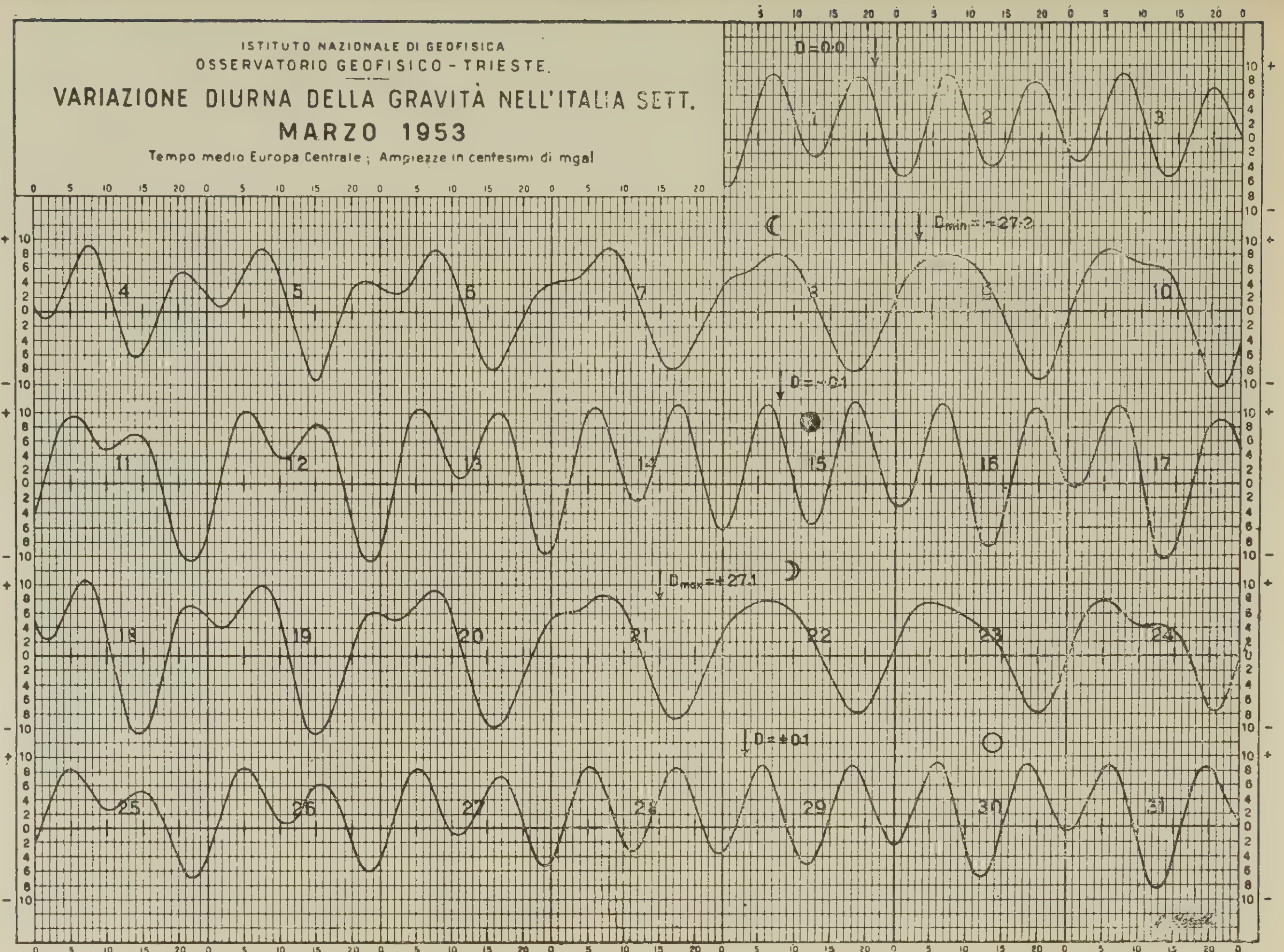

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE.
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.
MARZO 1953
Tempo medio Europa Centrale ; Ampiezze in centesimi di mgal
D=0.0
D=-0.1
D=+0.1

Fig. 6

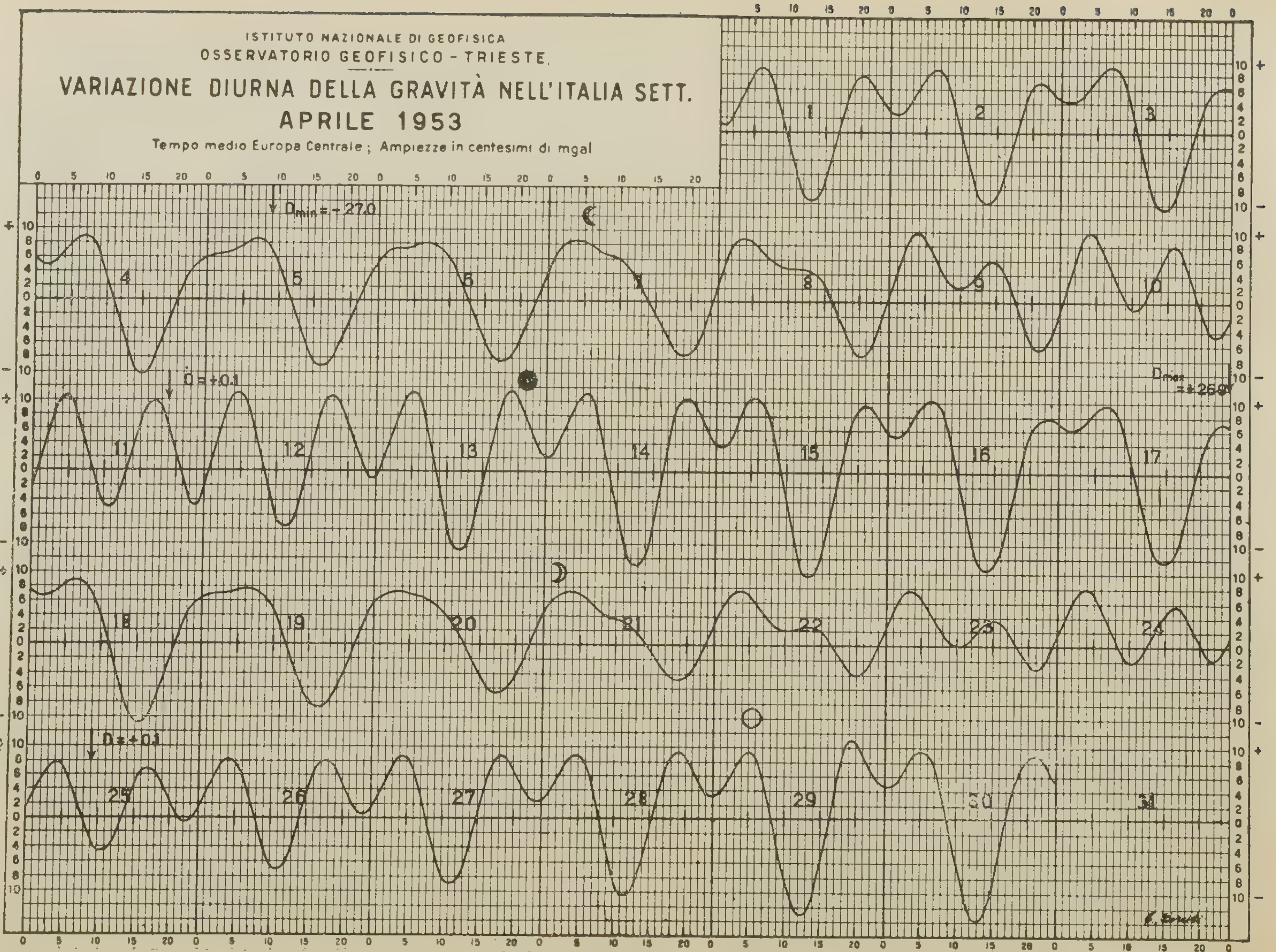

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.
APRILE 1953
Tempo medio Europa Centrale ; Ampiezze in centesimi di mgal
$D_{min} = -27.0$
$D = +0.1$
$D = +0.1$
$D_{max} = +25.0$

Fig. 7

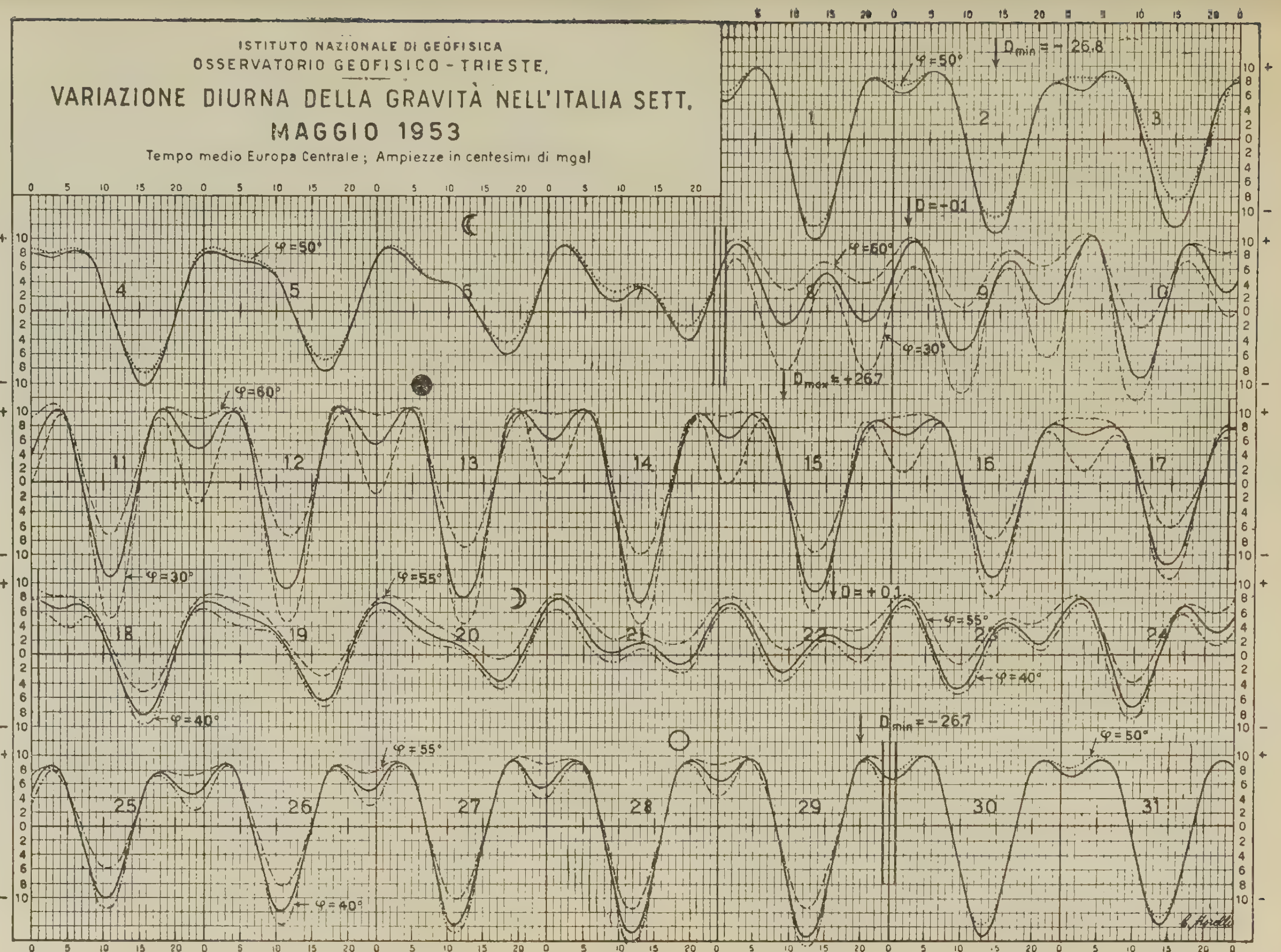

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE,
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.
MAGGIO 1953
Tempo medio Europa Centrale ; Ampiezze in centesimi di mgal
D min = - 26.8
D = - 0.1
D max = + 26.7
D = + 0.1
D min = - 26.7
φ = 50°
φ = 60°
φ = 30°
φ = 55°
φ = 40°

Fig. 8

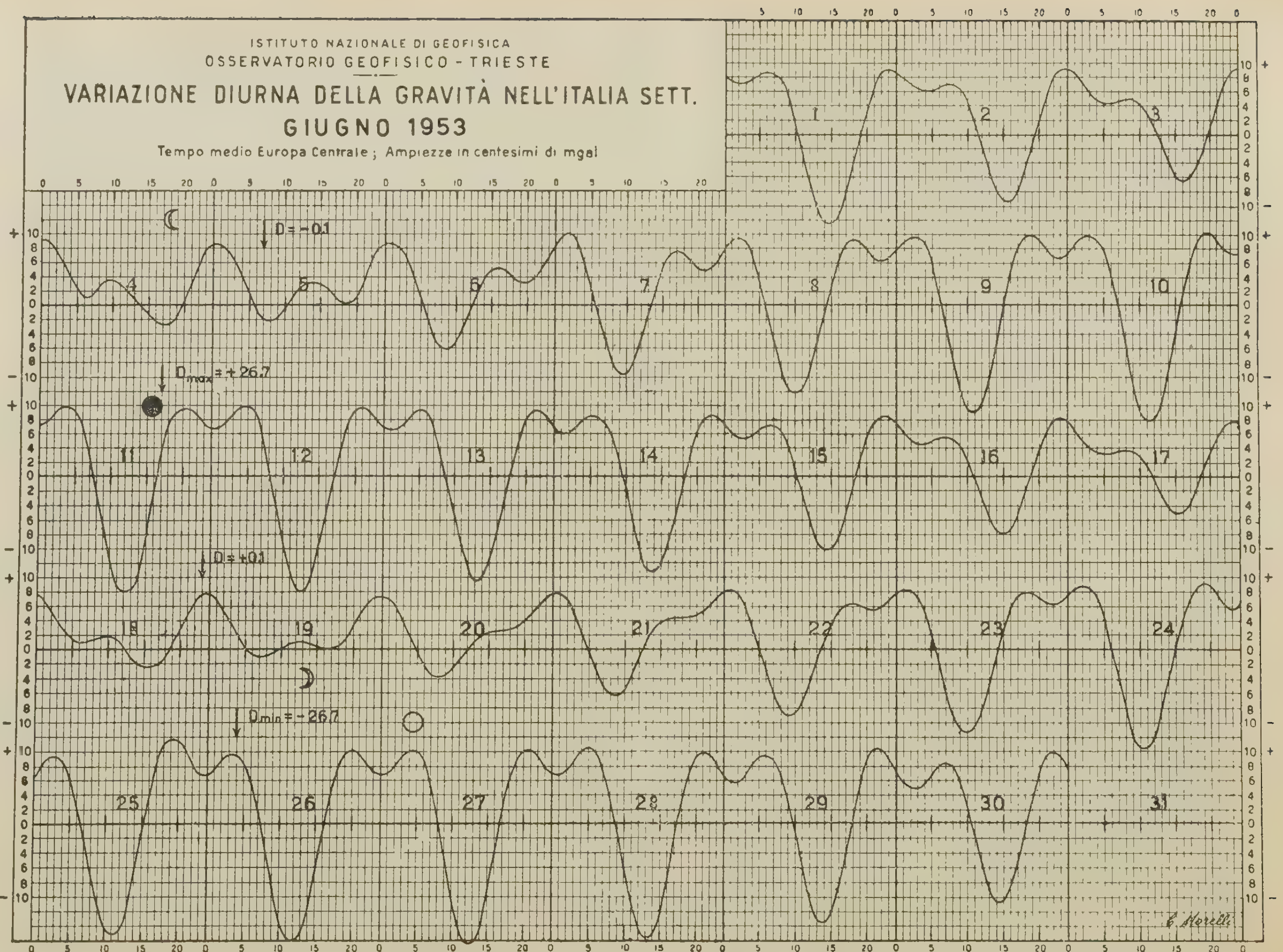

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.
GIUGNO 1953
Tempo medio Europa Centrale ; Ampiezze in centesimi di mgal
D = -0,1
D max = +26,7
D = +0,1
D min = -26,7

Fig. 9

LE PIOGGE DELLA LIBIA E L'ATTIVITA' SOLARE

G. GODOLI

1. *Generalità.* — Sino ad una diecina di anni fa, le ricerche sulle relazioni fra l'attività solare ed i fenomeni meteorologici si basavano su metodi statistici che — in ultima analisi — si riducevano ad un confronto dei diagrammi.

Modernamente tali studi sfruttano l'analisi periodale dei diagrammi che permette di determinare, per gli intervalli di tempo considerati, l'ampiezza e la fase delle componenti. Dal confronto delle oscillazioni elementari ottenute dall'analisi delle serie relative ai fenomeni solari con le oscillazioni delle serie relative ai fenomeni meteorologici, si mettono in evidenza le relative influenze ([1]).

Risultano evidenti i vantaggi di questo metodo di ricerca sui metodi più antichi. Va però notato che, secondo quanto ha recentemente dimostrato Picone, il problema dell'analisi periodale è determinato soltanto nel caso che la funzione del tempo, sottoposta ad analisi, sia soluzione di un'equazione differenziale lineare ordinaria omogenea a coefficienti costanti ([2]). Inoltre per eseguire l'analisi occorrono serie lunghe ed omogenee.

In casi particolari possono essere quindi ancora da consigliarsi i vecchi metodi statistici anche se una lunga esperienza ha dimostrato — in generale — la loro inadeguatezza specie nel caso dei caratteri pluviometrici.

2. *Scopo del presente lavoro.* — È stato recentemente pubblicato da A. Fàntoli, un vasto lavoro che raccoglie e rielabora tutti i dati pluviometrici della Libia ([3]).

Sono raccolte le serie pluviometriche (intensità e frequenza) di 247 stazioni costituenti una rete che si estendeva dalla costa mediterranea sino al deserto libico.

Le diverse serie abbracciano periodi di tempo diversi. Le più lunghe sono quelle di Bengasi (1881-1941) e Tripoli (1879-1948). Le più corte abbracciano solo pochi anni.

Le serie hanno, in generale, diverse lacune dovute a vari fattori contingenti descritti nell'opera del Fàntoli.

Alcune considerazioni aprioristiche consigliavano l'esame di questo materiale in relazione all'attività solare.

a) L'abbondanza delle serie pluviometriche può essere utile per fornire una media che, scevra da fattori contingenti, può rivelare con maggior chiarezza la presunta influenza dei fenomeni correlati.

b) I caratteri generali si mantengono percettibili nelle piogge di tutto il Nord-Africa ([4]). Questo fa supporre che l'influenza dei fattori locali sia trascurabile di fronte a quella di fattori più generali eventualmente legati all'attività solare.

c) Si tratta di una regione in cui il predominio dei fattori generali su quelli locali è già stato confermato. Le ricerche sulle variazioni del livello del lago Victoria hanno infatti dimostrato che esse contengono il termine di Chandler della polodia ([5]) ed il termine undecennale dell'attività solare ([6]).

3. *Metodo seguìto.* — Volendo eseguire una tale ricerca si imponeva il metodo da applicare. Non potendosi infatti pensare di fare delle analisi periodali di serie in generale corte e spesso colme di lacune si è presentata l'opportunità di elaborare il materiale con i vecchi metodi stilistici.

Innanzi tutto si sono raggruppate le diverse stazioni in climi e, nell'ambito di uno stesso clima, in regioni.

I meteorologi dividono la Libia in sei climi:

1) clima marittimo (M)
2) clima steppico litoraneo (SL)
3) clima steppico continentale (SC)
4) clima altipiani (A)
5) clima predesertico (P)
6) clima desertico (D)

per la completa descrizione dei quali rimandiamo all'opera del Fàntoli. Qui basti accennare che il clima marittimo si estende per una fascia larga al massimo qualche chilometro lungo la costa libica, mentre gli altri si susseguono nell'entroterra secondo zone orientate approssimativamente lungo i paralleli.

I geografi dividono poi la Libia in sette regioni:

1) regione tripolitana (T)
2) regione hamàda el hamra (HH)
3) regione fezzàn (F)
4) regione sirtica (S)
5) regione cirenaica (C)
6) regione marmarica (M)
7) regione deserto libico (DL).

Qui la differenziazione risulta meno netta. Però, diverse considerazioni di natura meteorologica, morfologica, ecologica, unite al fatto che tali regioni hanno serbato la loro denominazione anche attraverso tanti eventi storici e sovrapposizioni etniche, conducono a considerarle separatamente.

Avviene così che uno stesso clima contiene più regioni e viceversa.

L'influenza del sole sulle piogge della Libia è stata studiata per gli ultimi quattro cicli di attività solare dato che tutte le serie, escluse quelle di Bengasi e Tripoli — del resto già studiate dal Fàntoli [7] —, sono contenute in questo periodo.

Gli anni di minima (m) e massima (M) attività solare sono indicati nel quadro seguente:

m	M
1913	1917
1923	1928
1933	1937
1944	1947

Sono state eseguite per tutte le stazioni di una stessa regione e di uno stesso clima le medie delle intensità (i) e delle frequenze (f) negli anni $m-1$, m, $m+1$; $M-1$, M, $M+1$ e nelle triadi di minimo T_m contenenti gli anni $m-1$, m, $m+1$ e nelle triadi di massimo T_M contenenti gli anni $M-1$, M, $M+1$. Sono state quindi eseguite le differenze di queste medie nel senso massimo-minimo.

Per poter discutere il significato di queste differenze alla luce

del loro vero valore, si sono determinate per ogni regione e per ogni clima le medie pesate dei valori assoluti degli scarti

$$T_m - (m-1)$$
$$T_m - m$$
$$T_m - (m+1)$$
$$T_M - (M-1)$$
$$T_M - M$$
$$T_M - (M+1)$$

ove i simboli stanno ad indicare le medie a cui si riferiscono.

4. *Risultati conseguiti e discussione.* — I risultati sono raccolti nelle tabelle 1, 2, 3, 4 di immediata interpretazione. In tali tabelle i numeri fra parentesi quadre indicano il numero di stazioni a cui le medie si riferiscono. In ogni tabella sono riportati per il confronto, nelle ultime due colonne, gli scarti delle medie relative alle intensità ed alle frequenze calcolati col metodo descritto.

Per la discussione consideriamo separatamente i dati relativi alle frequenze e quelli relativi alle intensità.

Intensità

Epoca — 1. — Le differenze sono tutte negative e significativamente rilevanti per tutti i climi ad eccezione che per il clima *D*.

Questa anomalia può spiegarsi o considerando l'esiguo numero di stazioni — specie nell'epoca di minimo — o pensando che i caratteri di anormalità che si distinguono per l'instabilità e che sono strettamente connessi coi massimi di attività solare ([8]), in paesi tanto aridi si possano estrinsecare solo mediante un aumento delle precipitazioni. Vedremo in seguito come la prima ipotesi sia più attendibile.

Per quanto riguarda le regioni, si ha che nella regione *T* la differenza fra la quantità di pioggia caduta durante il minimo di attività solare e quella caduta durante il massimo, raggiunge sempre valori elevati. Qui le differenze sono tanto più significative essendo molto numerose le stazioni ed attendibili i dati.

Anche le regioni *S* ed *M* hanno differenze che si distinguono nettamente dagli scarti.

Tabella I — *Epoca* — 1.

Clima	Regione	minimo		massimo		massimo-minimo		σ	
		i	f	i	f	i	f	i	f
M	T	310.8 [14]	54.5 [14]	227.9 [19]	37.0 [18]	— 82.9	—17.5	18.4	5.2
	S	262.2 [4]	42.0 [4]	136.9 [5]	34.6 [5]	—125.3	— 7.4	25.7	4.5
	C	394.4 [4]	64.7 [4]	269.8 [15]	49.8 [15]	—124.6	—14.9	48.1	8.7
	M	237.0 [3]	37.6 [3]	118.3 [7]	21.5 [7]	—118.7	—16.1	31.4	6.9
	Tot.	307.5 [25]	52.1 [25]	215.0 [46]	38.6 [45]	— 92.5	—13.5	23.5	5.7
SL	T	353.8 [29]	48.5 [29]	257.8 [57]	33.2 [53]	— 96.0	—15.3	47.5	5.3
	C	232.7 [9]	38.2 [8]	229.0 [11]	41.0 [12]	— 3.7	+ 2.8	41.6	7.5
	M	— [0]	— [0]	72.2 [3]	16.6 [3]	—	—	18.6	2.2
	Tot.	325.1 [38]	46.3 [37]	245.5 [71]	33.9 [68]	— 79.6	—12.4	46.7	5.5
SC	T	225.0 [7]	30.0 [7]	159.4 [13]	31.0 [10]	— 65.6	+ 1.0	32.5	3.7
	S	185.3 [3]	31.3 [3]	125.5 [4]	24.2 [4]	— 59.8	— 7.1	27.6	3.8
	C	233.2 [2]	36.5 [2]	134.1 [4]	30.0 [4]	— 99.1	— 6.5	29.4	6.0
	M	188.3 [1]	30.0 [1]	103.6 [1]	19.0 [1]	— 84.7	—11.0	35.1	5.8
	Tot.	214.3 [13]	31.3 [13]	146.1 [22]	28.2 [19]	— 68.2	— 3.1	27.9	3.7
A	T	312.0 [17]	37.3 [16]	215.0 [27]	30.8 [24]	— 97.0	— 6.5	38.0	4.4
	C	495.4 [15]	61.1 [16]	407.7 [35]	62.3 [33]	— 87.7	+ 1.2	79.8	6.8
	Tot.	398.0 [32]	49.2 [32]	323.8 [62]	49.1 [57]	— 74.2	— 0.1	50.2	5.8
P	T	105.8 [3]	21.0 [3]	42.8 [5]	12.3 [6]	— 63.0	— 8.7	21.3	4.0
	C	70.5 [1]	29.0 [1]	56.3 [1]	32.0 [1]	— 14.2	+ 3.0	27.4	9.4
	Tot.	97.0 [4]	23.0 [4]	45.1 [6]	15.1 [7]	— 51.9	— 7.9	22.5	3.1
D	HH	57.6 [2]	13.5 [2]	40.3 [8]	10.7 [8]	— 17.3	— 2.8	8.4	1.6
	F	6.1 [2]	4.5 [2]	12.2 [5]	4.2 [5]	+ 6.1	— 0.3	4.9	0.7
	S	0.0 [1]	9.0 [3]	32.0 [3]	9.0 [3]	+ 32.0	0.0	13.6	1.6
	DL	2.5 [2]	4.5 [2]	6.7 [4]	3.5 [2]	+ 4.2	— 1.0	5.8	0.5
	Tot.	18.9 [7]	8.0 [9]	25.3 [20]	7.8 [18]	+ 6.4	— 0.2	5.6	1.0

TABELLA II — *Epoca 0.*

Clima	Regione	minimo		massimo		massimo-minimo		σ	
		i	f	i	f	i	f	i	f
M	T	345.4	43 2	244.8	44.7	—100.6	+ 1.5	18.4	5.2
		[15]	[15]	[18]	[17]				
	S	105.2	22.0	131.7	28.0	+ 26.5	+ 6.0	25.7	4.5
		[4]	[4]	[6]	[5]				
	C	180.2	41.8	272.1	51.3	+ 91.9	+ 9.5	48.1	8.7
		[11]	[10]	[14]	[14]				
	M	88 5	20.6	104.0	21.7	+ 15.5	+ 1.1	31.4	6.9
		[5]	[5]	[6]	[7]				
	Tot.	229.3	36.9	218.9	41.1	— 10.4	+ 4.2	23.5	5.7
		[35]	[34]	[44]	[43]				
SL	T	330.9	36.7	183.4	28.0	—147.5	— 8.7	47.5	5.3
		[44]	[45]	[67]	[64]				
	C	146.8	29.4	234.4	41.3	+ 87.6	+11.9	41.6	7.5
		[15]	[15]	[9]	[9]				
	M	64.0	28.5	49.9	13.0	— 14.1	—15.5	18.6	2.2
		[2]	[2]	[2]	[2]				
	Tot.	276.9	34.7	185.9	29.2	— 91.0	— 5.5	46.7	5.5
		[61]	[62]	[78]	[75]				
SC	T	230.5	31 4	114.8	22.8	—115.7	— 8.6	32.5	3.7
		[9]	[9]	[17]	[16]				
	S	62.7	15.3	87.8	19.2	+ 25.1	+ 3.9	27.6	3.8
		[2]	[3]	[4]	[4]				
	C	52.8	17.0	105.6	20.2	+ 52.8	+ 3.2	29.4	6.0
		[2]	[2]	[4]	[4]				
	M	53.2	10.5	77.3	19.0	+ 24.1	+ 8.5	35.1	5.8
		[1]	[2]	[1]	[1]				
	Tot.	168.5	24.0	107.8	21.6	— 60.7	— 2.4	27.9	3.7
		[14]	[16]	[26]	[25]				
A	T	366 0	36.6	165·2	26.4	—200.8	—10.2	38.0	4.4
		[23]	[23]	[32]	[32]				
	C	232.2	44.7	412.8	56.3	+180.6	+11.6	79.8	6.8
		[23]	[24]	[34]	[35]				
	Tot.	299.1	40.7	292.8	42.0	— 6.3	+ 1.3	50.2	5.8
		[46]	[47]	[66]	[67]				
P	T	105.0	21.3	44.8	12.0	— 60.2	— 9.3	21.3	4.0
		[3]	[3]	[7]	[7]				
	C	33.5	11.0	10.8	13.0	— 22.7	+ 2.0	27.4	9.4
		[1]	[1]	[1]	[1]				
	Tot.	87.1	18.7	40.5	12.1	— 46.6	— 6.6	22.5	3.1
		[4]	[4]	[8]	[8]				
D	HH	65.0	21.0	45.3	11.8	— 19.7	— 9.2	8.4	1.6
		[4]	[4]	[6]	[6]				
	F	27.1	5.5	1.9	1.6	— 25.2	— 3.9	4.9	0.7
		[4]	[4]	[6]	[6]				
	S	81.7	11.5	13.5	7.2	— 68.2	— 4.3	13.6	1.6
		[1]	[2]	[3]	[4]				
	DL	29.5	3.5	12.6	4.0	— 16.9	+ 0.5	5.8	0.5
		[2]	[2]	[3]	[2]				
	Tot.	46.2	11.3	20.1	6.5	— 26.1	— 4.8	5.6	1.0
		[11]	[12]	[18]	[18]				

TABELLA III — *Epoca* + 1.

Clima	Regione	minimo		massimo		massimo-minimo		σ	
		i	f	i	f	i	f	i	f
M	T	324.6 [17]	46.2 [17]	287.3 [21]	54.1 [19]	— 37.3	+ 7.9	18.4	5.2
	S	168.5]5]	32.6 [5]	148.4 [7]	36.2 [7]	— 20.1	+ 3.6	25.7	4.5
	C	307.7 [13]	61.3 [13]	348.5 [13]	69.7 [13]	+ 40.8	+ 8.4	48.1	8.7
	M	223.8 [7]	38.4 [7]	130.7 [7]	35.2 [8]	— 93.1	— 3.2	31.4	6.9
	Tot.	284.0 [42]	47.9 [42]	260.7 [48]	52.5 [47]	— 23.3	+ 4.6	23.5	5.7
SL	T	380.1 [53]	42.5 [52]	359.5 [71]	43.9 [73]	— 20.6	+ 1.4	47.5	5.3
	C	280.6 [14]	51.0 [14]	287.0]10]	55.7 [9]	+ 6.4	+ 4.7	41.6	7.5
	M	128.6 [3]	33.6 [3]	54.5 [2]	20.0 [2]	— 74.1	—13.6	18.6	2.2
	Tot.	349.4 [70]	43.9 [69]	343.5 [83]	44.6 [84]	— 5.9	+ 0.7	46.7	5.5
SC	T	225.4 [11]	28.9 [12]	245.0 [16]	36.7 [19]	+ 19.6	+ 7.8	32.5	3.7
	S	152.6 [3]	23.5 [4]	142.5 [5]	28.2 [5]	— 10.1	+ 4.7	27.6	3.8
	C	177.5 [3]	32.6 [3]	129.2 [4]	34.7 [4]	— 48.3	+ 2.1	29.4	6.0
	M	195.1 [2]	28.5 [2]	105.9 [1]	21.0 [1]	— 89.2	— 7.5	35.1	5.8
	Tot.	203.1 [19]	28.3 [21]	202.1 [26]	34.4 [29]	— 1.0	+ 6.1	27.9	3.7
A	T	315.2 [30]	36.8 [28]	299.8 [30]	46.0 [28]	— 15.4	+ 9.2	38.0	4.4
	C	501.4 [32]	68.2 [31]	531.8 [35]	70.6 [35]	+ 30.4	+ 2.4	79.8	6.8
	Tot.	411.3 [62]	53.3 [59]	424.7 [65]	59.7 [63]	+ 13.4	+ 6.4	50.2	5.8
P	T	111.1 [4]	16.5 [4]	110.8 [7]	23.1 [7]	— 0.3	+ 6.6	21.3	4.0
	C	120.9 [1]	35.0 [1]	— [0]	— [0]	—	—	27.4	9.4
	Tot.	113.1 [5]	20.2 [5]	110.8 [7]	23.1 [7]	— 2.3	+ 2.9	22.5	3.1
D	HH	30.8 [4]	12.2 [4]	29.9 [7]	10.5 [7]	— 0.9	— 1.7	8.4	1.6
	F	17.6 [5]	4.4 [5]	10.5 [6]	2.8 [5]	— 7.1	— 1.6	4.9	0.7
	S	0.2 [1]	2.0 [2]	28.0 [4]	8.0 [4]	+ 27.8	+ 6.0	13.6	1.6
	DL	3.5 [3]	4.0 [2]	12.3]4]	5.2 [4]	+ 8.8	+ 1.2	5.8	0.5
	Tot.	20.1 [13]	6.3 [13]	20.6 [21]	7.0 [20]	+ 0.5	+ 0.7	5.6	1.0

TABELLA IV — *Triade.*

Clima	Regione	minimo		massimo		massimo-minimo		σ	
		i	f	i	f	i	f	i	f
M	T	327.2	47.7	254.6	45.4	— 72.5	— 2.3	18.4	5.2
		[46]	[46]	[58]	[54]				
	S	177.9	32.2	139.6	33.3	— 38.3	+ 1.1	25.7	4.5
		[13]	[13]	[18]	[17]				
	C	270.0	54.5	294.9	56.5	+ 24.9	+ 2.0	48.1	8.7
		[28]	[27]	[42]	[42]				
	M	181.3	32.3	118.3	26.5	— 63.0	— 5.7	31.4	6.9
		[15]	[15]	[20]	[22]				
	Tot.	271.0	45.2	232.1	44.3	— 38.9	— 0.9	23.5	5.7
		[102]	[101]	[138]	[135]				
SL	T	356.9	41.8	269.3	35.6	— 87.6	— 6.2	47.5	5.3
		[126]	[126]	[195]	[190]				
	C	216.5	39.5	249.9	45.5	+ 33.4	+ 6.0	41.6	7.5
		[38]	[37]	[30]	[30]				
	M	102.7	31.6	60.7	16.5	— 42.0	—15.1	18.6	2.2
		[5]	[5]	[7]	[7]				
	Tot.	317.8	41.0	260.5	36.3	— 57.3	— 4.7	46.7	5.5
		[169]	[168]	[232]	[227]				
SC	T	227.0	30.0	172.7	30.3	— 54.3	+ 0.3	32.5	3.7
		[27]	[28]	[46]	[45]				
	S	142.4	23.4	120.4	24.2	— 22.0	+ 0.8	27.6	3.8
		[8]	[10]	[13]	[13]				
	C	157.8	29.2	122.9	28.3	— 34.9	— 0.9	29.4	6.0
		[7]	[7]	[12]	[12]				
	M	157.9	21.6	95.6	19.6	— 62.3	— 2.0	35.1	5.8
		[4]	[5]	[3]	[3]				
	Tot.	195.7	27.7	152.3	28.4	— 43.4	+ 0.7	27.9	3.7
		[46]	[50]	[74]	[73]				
A	T	331.1	36.8	225.7	34.2	—105.4	— 2.6	38.0	4.4
		[70]	[67]	[89]	[84]				
	C	411.7	58.7	451.1	63.1	+ 39.4	+ 4.4	79.8	6.8
		[70]	[71]	[104]	[103]				
	Tot.	371.4	48.1	347.2	50.1	— 24.2	+ 2.0	50.2	5.8
		[140]	[138]	[193]	[187]				
P	T	107.7	19.3	68.6	16.0	— 39.1	— 3.3	21.3	4.0
		[10]	[10]	[19]	[20]				
	C	74.9	25.0	33.5	22.5	— 41.4	— 2.5	27.4	9.4
		[3]	[3]	[2]	[2]				
	To'.	100.1	20.6	65.3	16.5	— 34.8	— 4.1	22.5	3.1
		[13]	[13]	[21]	[22]				
D	HH	53.7	16.0	38.2	11.0	— 15.5	— 5.0	8.4	1.6
		[10]	[10]	[21]	[21]				
	F	19.0	4.8	8.0	2.8	— 11.0	— 2.0	4.9	0.7
		[11]	[11]	[17]	[16]				
	S	27.3	7.7	24.8	8.0	— 2.5	+ 0.3	13.6	1.6
		[3]	[7]	[10]	[11]				
	DL	10.6	4.0	10.3	4.5	— 0.3	+ 0.5	5.8	0.5
		[7]	[6]	[11]	[8]				
	Tct.	29.1	8.5	22.0	7.1	— 7.1	— 1.4	5.6	1.0
		[31]	[34]	[59]	[56]				

Invece dei cinque climi della regione *C* tre (*SL*, *A* e *P*) hanno differenze negative che praticamente rientrano negli scarti.

Epoca 0. — Si mantengono molto più attenuate le caratteristiche dell'epoca — 1.

In questa epoca scompare l'anomalia del clima *D* che anzi ora risulta uno dei più regolari. Questo fatto spinge a ritenere casuale l'anomalia riscontratasi nell'epoca — 1.

Per quanto riguarda la regione *T*, le differenze sono, in rapporto agli scarti, più accentuate che nell'epoca — 1.

Per la regione *S* si hanno differenze positive — che però rientrano negli scarti — in tutti i climi ad eccezione che nel clima *D* ove si ha una significativa differenza negativa.

Per la regione *M* si hanno differenze positive e negative che rientrano negli scarti.

Per la regione *C*, che anche nell'epoca — 1 non mostrava il regolare andamento, si hanno ora quattro valori positivi con significato per i primi quattro climi (*M*, *SL*, *SC*, *A*) mentre per il clima *P* la differenza rientra nello scarto.

Epoca + 1. — Qui le differenze rientrano generalmente negli scarti.

Fanno eccezione la regione *M* in cui si hanno significative differenze sempre negative, le regioni *T* e *C* che hanno differenze negative con significato rispettivamente nei climi *M* e *SC* e la regione *S* che ha nel clima *D* una differenza positiva abbastanza significativa.

Triade. — Nella triade, lo studio dei caratteri delle differenze mostra l'evidente dipendenza da quelli che sono i caratteri nelle epoche già esaminate. Molto valore ha, per la comprensione dei caratteri della triade, la considerazione del peso relativamente a cui entrano nella triade i dati delle epoche.

Frequenza

In linea molto generale si può dire che l'andamento delle differenze per le frequenze segue quello per le intensità. Nel caso delle frequenze, però, le variazioni sono molto minori e quindi esse rispecchiano soltanto quelle più accentuate delle intensità.

Riassumendo e concludendo, possiamo dunque asserire che l'andamento delle piogge libiche risente l'influenza dell'attività solare.

Nella regione T tale influenza è nettissima in tutti i climi mentre nelle altre regioni risulta meno cospicua.

Nella regione T e forse in quelle del clima D si hanno le minime piogge al massimo dell'attività solare, mentre nelle altre regioni tale andamento è sfasato di un anno.

Confermano le nostre conclusioni gli studi di Eredia ([9]), H. Clayton ([10]), R. de Flotte de Roquevaire ([11]).

Fàntoli, invece, studiando il regime pluviometrico di Bengasi e Tripoli ([7]) giunge alla conclusione che non c'è nessuna relazione fra l'attività solare e le piogge della Libia. Essendo qui lo studio limitato a due stazioni, probabilmente il fattore tempo non ha compensato la mancanza del fattore spazio.

Firenze — Osservatorio Astrofisico di Arcetri — Centro di astrofisica del C.N.R. — Febbraio 1952.

RIASSUNTO

Nella presente nota si studiano le piogge della Libia in relazione con il ciclo dell'attività solare. I caratteri pluviometrici mostrano una netta dipendenza dalla fase del ciclo.

SUMMARY

In the present paper are referred researches on the rains of Lybia in relation to the cycle of solar activity. The pluviometrich characteristics show a neat dependence on the phase of the cycle.

BIBLIOGRAFIA

(1) S. Polli e F. Vercelli: *Relazioni fra l'attività solare e fenomeni meteorologici e climatici, con speciale riguardo ai lavori compiuti in Italia.* Lincei. Problemi attuali di scienza e di cultura. Quaderno n. 7 (1948).

(2) M. Picone: *Vedute matematiche sull'analisi dei periodi.* Rend. Sem. Mat. e Fis. Milano, 19 (1948).

(3) Fàntoli: *Le piogge della Libia.* Roma, Ufficio studi del Ministero A. I. (1952).

(4) Fàntoli: *Quarant'anni di piogge in Libia.* Boll. Geogr. n. 2. Tripoli 1932.

(5) T. NICOLINI: *Il termine di Chandler nelle variazioni di livello del lago Victoria.* Napoli, Capodimonte. Contr. Geof. 2, 9 (1946).

(6) *London, Air Ministry, Met. Office Geoph. Mem.* N. 20 (1923). Quart. Journ. Roy. Met. Soc. aprile 1930 pag. 113. Mo. Wea. Rew. marzo 1924.

(7) FÀNTOLI: *Se esista una relazione fra il ciclo undecennale dell'attività solare e le piogge in Libia.* Boll. Geog. n. 4. Tripoli (1933).

(8) POLLI: *Andamento climatico stagionale e attività solare.* Trieste, Istituto Talassografico. Pubb. n. 255.

(9) PEISINO: *L'attività solare e gli elementi meteorologici di Collurania.* Collurania-Teramo, Mem. e Oss. 2, 1 (1946).

(10) H. CLAYTON: *Les variations de la radiation solaire et le temps.* Mem. de l'office Nat. Mat. de France. Paris, 1925.

(11) R. DE FLOTTE DE ROQUEVAIRE: *Recherches sur les taches solaires et la pluie à Alger.* Congrès de l'eau, Alger, 1928.

UN REGISTRATORE DI INTELLIGIBILITÀ DEI SEGNALI RADIOTELEGRAFICI

STELIO SILLENI

1. *Introduzione.* — Fra gli elementi di base per il progetto dei collegamenti radio, sono particolarmente importanti e significativi:

a) le caratteristiche della propagazione;

b) l'intensità di campo minima occorrente all'antenna ricevente, in presenza dei disturbi.

Presso l'Istituto Nazionale di Geofisica vengono effettuate correntemente registrazioni di alcune caratteristiche della ionosfera ([5]) utili per gli elementi in *a*). Si è ora studiata la misura dell'intensità di campo minima occorrente all'antenna ricevente, in presenza dei disturbi, e per data intelligibilità.

Numerosi metodi sono stati studiati per questa misura (su cui in alcuni casi si riferisce con i concetti di « *intensità dei disturbi* » e « *rapporto segnale/disturbo* »). Su alcuni di questi studi abbiamo riferito altrove ([7]). Tra questi metodi viene impiegato, per misure sistematiche effettuate in diverse parti del mondo, un metodo di misura sintetica per confronto con un segnale, detto metodo Thomas. Secondo il metodo Thomas ([1]) (fig. 1) si ricevono i disturbi con una antenna seguita da un preamplificatore a larga banda. Nel preamplificatore viene introdotto un segnale (Morse) a radiofrequenza, di intensità regolabile. Al preamplificatore segue un ricevitore. Un marconista riceve i segnali in cuffia, e regola l'intensità dell'oscillatore a radiofrequenza finché ottiene una intelligibilità del 95% dei caratteri. L'intensità del segnale impiegato viene allora registrata.

L'antenna, il preamplificatore, il ricevitore, la velocità di trasmissione sono uguali per tutti i posti, allo scopo di ottenere risultati comparabili. L'inconveniente principale del metodo è costituito dalla dipendenza da un elemento soggettivo (marconista), e purtroppo lo scarto nelle indicazioni che si ottiene con diversi marconisti è notevole ([1]).

Un metodo analogo è stato proposto ([7]) e usato ([6]) anche utilizzando mezzi automatici di ricezione (telescriventi). La applicazione

dei risultati ad altri tipi di trasmissione crea però difficoltà anche concettuali; anche in questo caso nella misura interviene un elemento arbitrario — la telescrivente — ed una velocità di trasmissione obbligata.

Si è perciò studiata la possibilità di costruire un comparatore di segnali in cui non vi siano elementi arbitrari, e che sia sufficientemente versatile per permettere il confronto immediato fra le sue indicazioni di intellegibilità, e quelle rilevate da un marconista, da una telescrivente, o da altri mezzi di ricezione. Un siffatto apparecchio può inoltre essere impiegato con un addestramento limitato. Si oppone alla automatizzazione completa la necessità di accertarsi, nel corso di una misura, che sul canale scelto non vi siano interferenze dovute ad altre emissioni. L'impiego dell'apparecchio può, per converso, essere esteso anche alla misura della degradazione prodotta dalla presenza, sullo stesso canale o su canali adiacenti, di emissioni interferenti, ed al confronto fra diversi ricevitori e diverse antenne.

Fig. 1 - Metodo di misura sintetico dei disturbi atmosferici, per confronto con un segnale campione. Nel metodo Thomas il comparatore è un marconista.

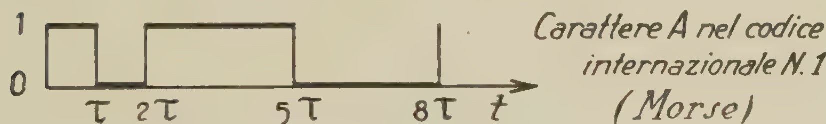
2. *Definizioni.* — Per chiarezza di comprensione si precisa il significato di alcune denominazioni impiegate nel seguito.

Verranno considerati quei sistemi telegrafici che utilizzano due soli stati diversi. Questi stati verranno indicati come stato 0 e stato 1, e corrispondono, nei tipi di emissione radiotelegrafica più comuni, a:

tipo di emissione	*stato* 0	*stato* 1
• radiotelegrafia A 1 (ad emissione « tutto o niente »)	• tasto alzato • assenza di nota in cuffia	• tasto abbassato • presenza di nota in cuffia
• radiotelegrafia F 1 (a spostamento di frequenza)	• emissione di una radiofrequenza $f - \Delta f$	• emissione di una radiofrequenza $f + \Delta f$
	• posizione (—) di un relè polarizzato	• posizione (+) di un relè polarizzato

Segnale elementare o *elemento* è uno dei due stati, mantenuto per un tempo τ. Generalmente il tempo τ è uguale per ciascun elemento, ed il suo valore è scelto in base alle caratteristiche del sistema telegrafico.

Messaggio è una successione di elementi in cui i due stati si seguono in modo determinato soltanto dalle proprietà statistiche del codice impiegato. La fig. 2 dà due esempi di messaggi.



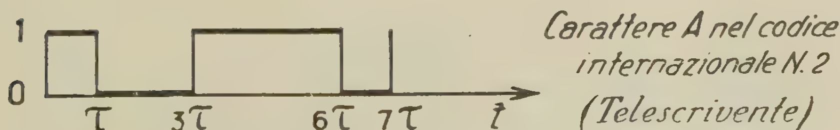


Fig. 2 - Esempi di messaggi in codice a 2 stati.

Impulso, rettangolo, sono due forme d'onda (generalmente di tensione) rappresentate nella fig. 3 *a, b.* Esse non sono necessariamente periodiche (questi due termini corrispondono ai termini inglesi *pulse* e *gate* o *strobe*).

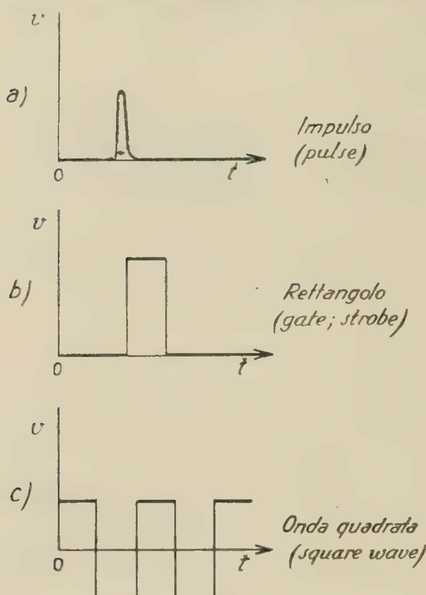


Fig. 3 - Denominazione di alcune forme d'onde.

Scatto è l'impulso che viene utilizzato per dare inizio ad un fenomeno, p. e. per sincronizzare un multivibratore. (Corrisponde al termine inglese *trigger*).

Onda quadrata è una forma di tensione o corrente alternante simmetrica in cui il passaggio da un valore estremo all'altro avviene in tempo trascurabile (rispetto ai tempi che interessano il fenomeno principale oggetto dello studio). È rappresentata nella fig. 3 *c*.

Velocità di trasmissione è l'inverso della durata del segnale elementare. Il nome dell'unità di misura della velocità di trasmissione è *baud*. Se la durata, in secondi, del segnale elementare è τ, la velocità è $\frac{1}{\tau}$ baud.

Se un messaggio degenera in un'onda quadrata, la velocità in baud è il doppio della frequenza fondamentale in hertz.

3. *Principio di funzionamento.* — La tensione in uscita dal ricevitore sia e_s, ai capi di un carico R. Per un intervallo di tempo τ l'energia in uscita del ricevitore sarà generalmente

$$W_s = R \int_t^{t+\tau} e_s^2 \, dt \qquad [1]$$

Se la e_s è in equilibrio statistico (²) la media fatta da un certo istante fino a $-\infty$ sarà uguale alla media fatta da $-\infty$ a $+\infty$.

Perciò si potrà assumere come espressione della energia media la

$$W_m = \frac{\tau R}{A} \lim_{A \to \infty} \int_{-A}^{0} e_S^2 \, dt \qquad [2]$$

Nel caso di ricezione in assenza di disturbi, il segnale elementare **0** sarà rappresentato da un'energia $W_0 = 0$, ed il segnale elementare **1** da un'energia $W_1 = k W_m$, in cui k assume un valore dipendente dalla relativa frequenza statistica dei due tipi di segnale elementare. Se la frequenza dell'elemento **1** è h mentre quella dell'elemento **0** è $1 - h$, si ha

$$k = \frac{1}{h} \qquad [3]$$

In presenza di disturbi, se è stato trasmesso un segnale elementare **1**, si avrà un errore (in energia) dato da

$$\varepsilon_1 = \left| R \int_t^{t+\tau} e_S^2 \, dt - k W_m \right| \qquad [4]$$

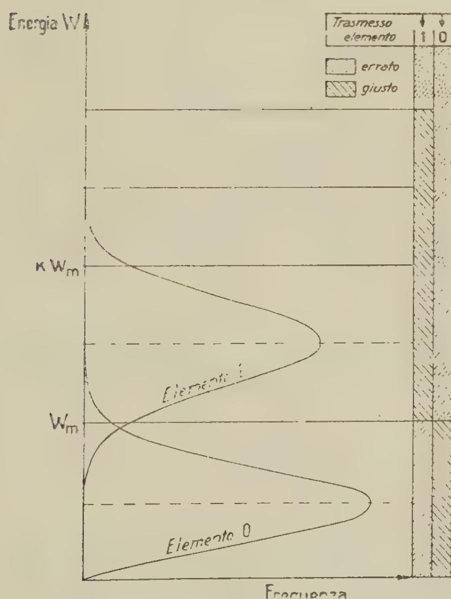


Fig. 4 - Possibile distribuzione dei segnali elementari ricevuti.

Se invece il segnale elementare trasmesso è **0**, l'errore (in energia) sarà dato da

$$\varepsilon_0 = R \int_t^{t+\tau} e_S^2 \, dt - 0 \qquad [5]$$

La distribuzione statistica dell'energia all'uscita per ciascun elemento potrà essere del tipo rappresentato in fig. 4.

Definiamo ora *segnale errato* quello per cui l'errore in energia è maggiore di $\frac{1}{2} k W_m$, e *segnale giusto* quello per cui l'errore in energia è minore di questa entità. (Il caso in cui l'errore in energia è uguale a

$\frac{1}{2} k\, W_m$ ha probabilità trascurabile). Questa definizione ha, su altre possibili, la proprietà della simmetria e quella di considerare che qualsiasi elemento ricevuto venga decodificato, senza ambiguità.

La *intellegibilità* misurata sarà uguale al rapporto tra numero dei segnali giusti e numero dei segnali trasmessi, quindi uguale al complemento a 1 del rapporto tra numero dei segnali errati e numero dei segnali trasmessi.

4. *Programmazione del calcolo.* — La fig. 5 presenta lo stenogramma del registratore di intellegibilità.

4. 1. Il segnale proveniente dal *ricevitore* attraversa un attenuatore manuale con cui se ne regola l'intensità in modo da rimanere

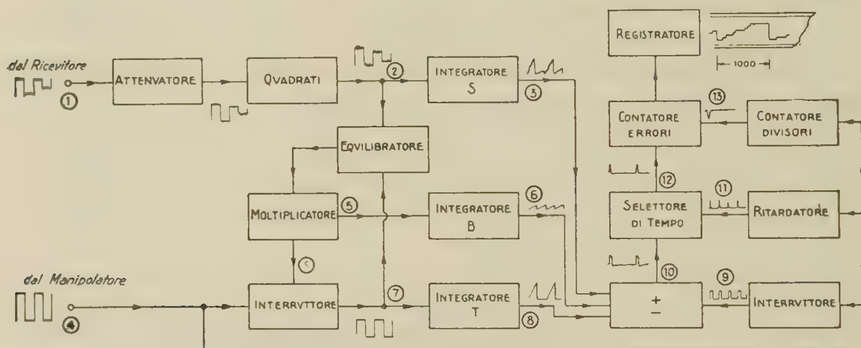


Fig. 5 - Stenogramma del registratore di intelligibilità.

nel campo di autoregolazione. Il segnale attenuato viene inviato al *circuito dei quadrati*, per ottenere dalla tensione la potenza (integrando della [1], a meno di costanti). Da esso si ottiene, a meno di una costante di moltiplicazione, la tensione

$$p_S = e_s^2 \qquad [6]$$

Per ottenere l'energia rappresentata dalla [1], questa tensione alimenta l'integratore S, che al termine dell'intervallo di tempo τ fornisce una d.d.p.

$$q_S = b \int_t^{t+\tau} p_S \, dt = a R \int_t^{t+\tau} e_S^2 \, dt \qquad [7]$$

in cui a e b sono costanti. La d.d.p. q_S rappresenta l'energia W della [1], a meno della costante $\frac{1}{a}$.

4. 2. Con la [7] si è ottenuto il minuendo della [4] o [5]. Per ottenere il sottraendo il manipolatore comanda un *interruttore* dal quale si ottiene una tensione manipolata, la cui ampiezza è regolata come segue.

La tensione manipolata p_T, e la tensione uscente dal circuito dei quadrati p_s, vengono confrontate nell'*equilibratore*. Questo è un amplificatore differenziale in continua, che corregge l'ampiezza della tensione da manipolare, per rendere uguali la media della tensione uscente dal circuito dei quadrati p_S e la media della tensione manipolata p_T. Ciascuna di queste due tensioni medie rappresenta allora, a meno di una stessa costante di moltiplicazione, la energia media W_m.

La [2] non è direttamente applicabile. Un valore approssimato della media viene ottenuto filtrando la tensione p_s attraverso ad un circuito *RC* con costante di tempo scelta per compromesso tra l'errore di campionatura e la possibilità di seguire le fluttuazioni dei disturbi.

L'*integratore T* ha la funzione di fornire la tensione rappresentativa dell'energia che si riceverebbe in assenza di disturbi. Perciò la tensione manipolata p_T viene integrata nell'integratore T ed alla fine dell'intervallo di tempo τ si ottiene una d.d.p.

$$q_T = b \int_t^{t+\tau} p_T \, dt = a\, k\, W_m \qquad [8]$$

nel caso in cui il circuito sia chiuso (segnale 1).

Sarà invece

$$p_T = 0 \qquad [9]$$

nel caso in cui il circuito sia aperto (segnale 0).

4. 3. È ora necessario generare una tensione rappresentativa della energia $\frac{1}{2}\, k\, W_m$. Ciò viene ottenuto nell'*integratore B*, che viene alimentato dall'equilibratore e fornisce una d.d.p.

$$q_B = a\, \frac{1}{2}\, k\, W_m \qquad [10]$$

4. 4. Le tre d.d.p. suddette vengono inviate in un *circuito che fornisce le differenze*

$$\Delta = q_S - q_T - q_B \qquad [11]$$

$$\Delta = q_T - q_S - q_B \qquad [12]$$

Se una delle due differenze suindicate è maggiore di zero allora si deve contare un errore (*). Per fare ciò, il circuito delle differenze viene attivato soltanto alla fine dell'intervallo di integrazione, mediante l'intervento di un interruttore su ciascuna delle d.d.p. integrali, per un tempo di circa 500/ μs (tempo di calcolo). Alla metà di questo tempo di calcolo un circuito *selettore di tempo* fa passare un impulso preformato se, e soltanto se, una delle differenze [11] o [12] è maggiore di zero, cioè se deve essere contato un errore. In questo caso l'impulso fa avanzare di una unità il contatore di errori.

4. 5. Il *contatore dei divisori* viene invece fatto avanzare di una unità per ogni elemento trasmesso. Quando il contatore dei divisori ha contato 1000 elementi, esso ritorna a zero e riporta a zero il contatore errori. In questo istante il numero letto nel contatore errori è

(*) Se l'elemento trasmesso è 1, posto

$$\frac{\Delta}{a} = \left|\varepsilon_1\right| - \frac{1}{2}kW_m = \left|R\int_t^{t+\tau} e_s^2\,dt - kW_m\right| - \frac{1}{2}kW_m > 0$$

si ha anche

$$\Delta = \left|aR\int_t^{t+\tau} e_s^2\,dt - akW_m\right| - a\frac{1}{2}kW_m = \left|q_S - q_T\right| - q_B > 0$$

che si scinde in

$$\Delta_1 = q_S - q_T - q_B > 0 \qquad [11]$$

oppure

$$\Delta_2 = q_T - q_S - q_B > 0 \qquad [12]$$

a seconda che sia

$$q_S - q_T > 0$$

oppure

$$q_S - q_T < 0$$

Se invece l'elemento trasmesso è 0, posto

$$\frac{\Delta}{a} = \left|\varepsilon_0\right| - \frac{1}{2}kW_m = R\int_t^{t+\tau} e_s^2\,dt - \frac{1}{2}kW_m > 0$$

si ha anche

$$\Delta = aR\int_t^{t+\tau} e_s^2\,dt - 0 - a\frac{1}{2}kW_m = q_S - q_T - q_B > 0$$

che è ancora la [11].

uguale al rapporto tra il numero dei segnali errati ed il numero degli elementi trasmessi, moltiplicato per 1000.

4. 6. Mediante una rete di resistenze ed una valvola amplificatrice, un registratore a penna segue il contatore di errori. L'elongazione della penna, in ciascuna escursione, indica perciò il rapporto tra il numero dei segnali errati ed il numero degli elementi trasmessi, cioè il complemento a 1 dell'intellegibilità.

Con l'avanzamento della carta si ottiene un diagramma in cui l'intellegibilità compare in ordinata contro il tempo in ascissa (fig. 11).

4. 7. I circuiti permettono il funzionamento a velocità da 10 a 50 baud, e possono utilizzare tanto l'uscita di un ricevitore, a frequenze acustiche fino a 1000 Hz, quanto direttamente la corrente di ingresso di dispositivi meccanici (relè, ondulatore). Il campo di funzionamento copre la maggior parte dei casi di comunicazione singola, ma con qualche modifica potrebbe venire esteso anche a quello di canali multipli.

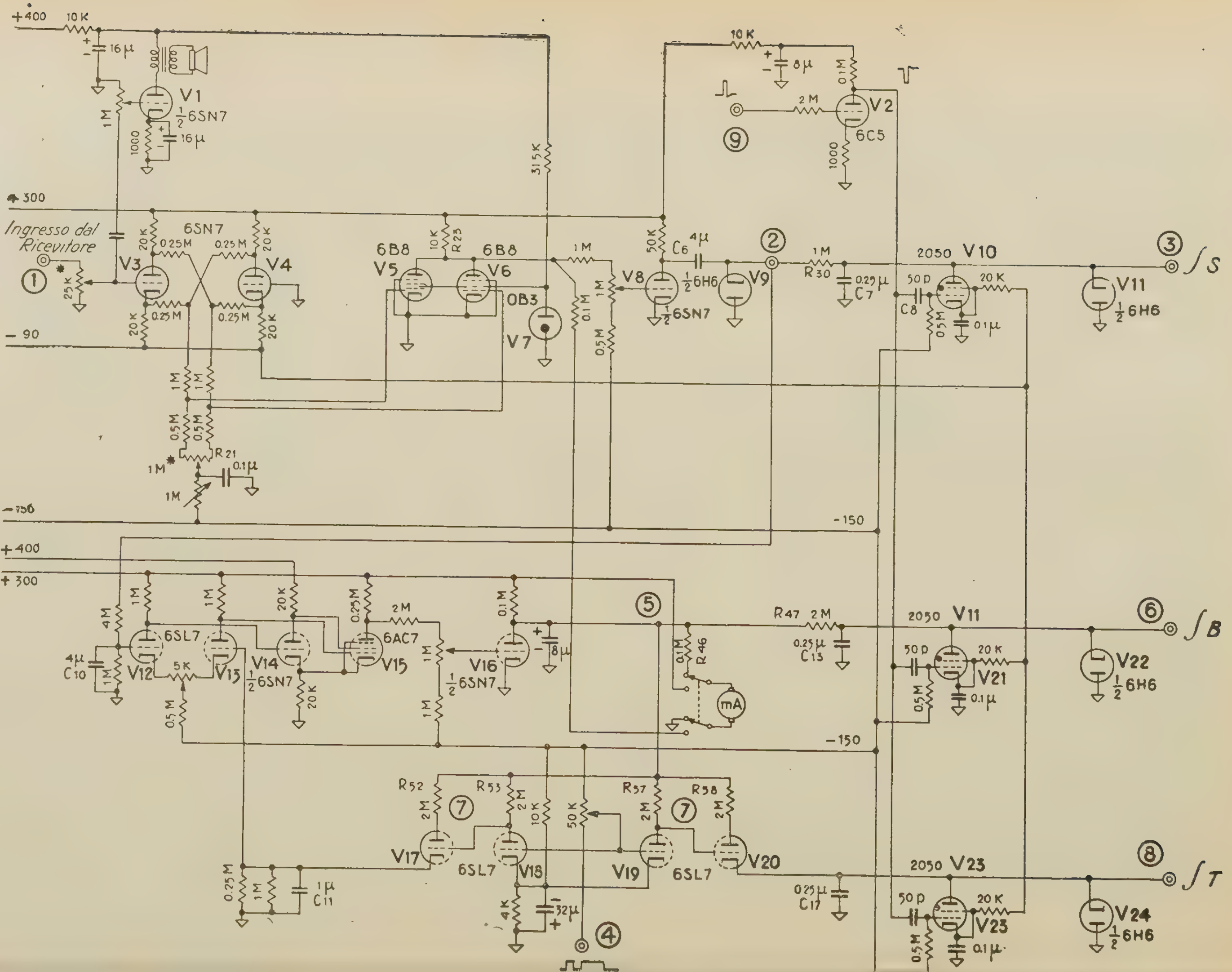
5. *Circuito dei quadrati, equilibratore, integratori.* — Il segnale proveniente dal ricevitore, mediante i tubi *V* 3 e *V* 4, comanda in controfase i tubi *V* 5 e *V* 6 (fig. 6). Il valore medio delle griglie di questi tubi viene regolato a 12,5 V. Sulla resistenza comune di carico *R* 23 si ottiene una caduta di tensione proporzionale al quadrato della tensione all'ingresso (a meno di una costante additiva). *V* 8 inverte la fase. *V* 9, insieme al condensatore *C* 6, elimina la costante additiva. Nel punto 2 si ha perciò una tensione proporzionale alla potenza del segnale ottenuto dal ricevitore.

Il condensatore *C* 7 attraverso la resistenza *R* 30 acquista una carica proporzionale all'integrale di questa tensione, cioè all'energia del segnale.

Alla fine dell'intervallo di integrazione il tubo a gas *V* 10 scarica il condensatore. Perché la scarica avvenga sicuramente alle tensioni di pochi volt a cui il condensatore si trova caricato, il catodo di *V* 10 è connesso ad una tensione di — 90 V. A fine scarica *C* 7 è negativo, e viene portato a zero dal diodo *V* 11.

V 1 alimenta un altoparlante spia; *V* 2 comanda i tiratron. *V* 2 riceve, alla fine dell'intervallo di integrazione, un rettangolo di tensione negativo di 500 μs. Lo scatto di tensione della fine di questo rettangolo, attraverso al condensatore *C* 8, comanda la prima griglia del tetrodo a gas.

Nel punto 5 si ha la tensione normalizzata di ingresso degli in-


Ingresso dal Ricevitore
+400
+300
-90
-150
V1 ½ 6SN7
V2 6C5
V3
V4
6SN7
V5 6B8
V6 6B8
V7 OB3
V8 ½ 6SN7
V9 ½ 6H6
V10 2050
V11 ½ 6H6
V11 2050
V12 6SL7
V13
V14 ½ 6SN7
V15 6AC7
V16 ½ 6SN7
V17
V18 6SL7
V19 6SL7
V20
V21
V22 ½ 6H6
V23 2050
V24 ½ 6H6
∫S
∫B
∫T
mA

tegratori *B* e *T*. L'integrazione *B* avviene nel circuito *R* 47 *C* 13, con *V* 21 e *V* 22 che funzionano come *V* 10 e *V* 11.

I tubi *V* 19 e *V* 20 manipolano la tensione normalizzata. Nelle resistenze *R* 57 ed *R* 58 in parallelo tra loro ed in serie con la resistenza interna di *V* 20, e nel condensatore *C* 17 avviene l'integrazione *T*. V 23 e *V* 24 sono analoghe a *V* 10 e *V* 11.

Ai capi di *C* 11 si ottiene una frazione della tensione che alimenta *C* 17. Su *C* 11 si ha quindi la media del valore all'ingresso dell'integratore *T*. D'altra parte, ai capi di *C* 10 si ha la stessa frazione della media della tensione all'ingresso dell'integratore *S*.

V 12, *V* 13, *V* 14, *V* 15, *V* 16 costituiscono un amplificatore in continua che, attraverso al circuito di placca di *V* 17 (comandata da *V* 18) funziona in controreazione. Quando si verifica una differenza tra le due medie tale amplificatore fa variare la tensione in 5, che così viene normalizzata.

Il voltmetro, costituito da *R* 46 e dal milliamperometro in serie, consente di accertarsi che l'equilibratore funzioni entro il suo campo di regolazione.

Lo stesso strumento, mediante il commutatore, permette di regolare l'esatto equilibrio fra le tensioni di comando dei tubi *V* 5 e *V* 6, nonché, mediante altre commutazioni non indicate in figura, di verificare le tensioni di alimentazione.

6. *Formazione del segnale di errore.* — Le uscite dei tre integratori sono connesse a tubi ad uscita catodica *V* 31, *V* 32, *V* 33, che separano gli integratori dal circuito di somma e differenza che segue (fig. 7). *V* 34 ha lo scopo di produrre una tensione che compensa la parte costante di quella data dal tubo ad uscita catodica *V* 33.

V 36, *V* 37, *V* 38 e *V* 39 costituiscono degli interruttori che, comandati in parallelo da *V* 35, applicano le tensioni all'ingresso del circuito di somma e differenza. Tale circuito è costituito dalle resistenze *R* 116 ..... *R* 123, e dai tubi *V* 40, *V* 41, *V* 42, *V* 43, ed effettua le operazioni indicate dalle espressioni [11] e [12]. Attraverso ai condensatori *C* 105 e *C* 106 i risultati delle operazioni vengono applicati ai tubi amplificatori *V* 44 e *V* 45.

V 46 e *V* 47 effettuano l'operazione logica « oppure ». Infatti basta che uno di essi riceva un rettangolo di tensione positivo sulla griglia affinché si generi un rettangolo di tensione negativo sulla comune resistenza di carico *R* 150. Questo rettangolo negativo ha la

Fig. 7 - Comparatori di segnali.

durata di 500 μs, ma in conseguenza degli accoppiamenti *RC* tra i tubi precedenti esso è seguito da una coda. Non può quindi venire utilizzato direttamente per comandare il contatore di errori. Perciò *V* 51 (fig. 8) applica a *C* 115 un rettangolo negativo della durata di 200 μs. Lo scatto finale di questo rettangolo attraverso a *C* 115, dà luogo ad un impulso positivo centrato rispetto al rettangolo di 500 μs. I rettangoli di 200 e di 500 μs sono generati con inizio approssimativamente coincidente. L'impulso positivo uscente da *C* 115 viene cortocircuitato da *V* 48 a meno che sulla griglia di questo tubo sia applicato il rettangolo negativo di 500 μs generato da *V* 46 oppure da *V* 47. Soltanto in questo caso il contatore di errori procede di una unità. La griglia di *V* 48 può essere resa negativa anche manualmente, allo scopo di verificare il funzionamento dei circuiti successivi.

7. *Contatori.* — Il *contatore di errori* (fig. 8) è una scala a 32 di tipo consueto; l'ingresso ad essa avviene dopo limitazione, attraverso al doppio diodo *V*52 *V*53, mentre l'acoppiamento tra gli stadi successivi è per *RC*. *V* 55 normalmente conduce, e chiude il circuito di griglia del tubo zero dei diversi stadii. Quando alla griglia di *V* 55 viene applicato

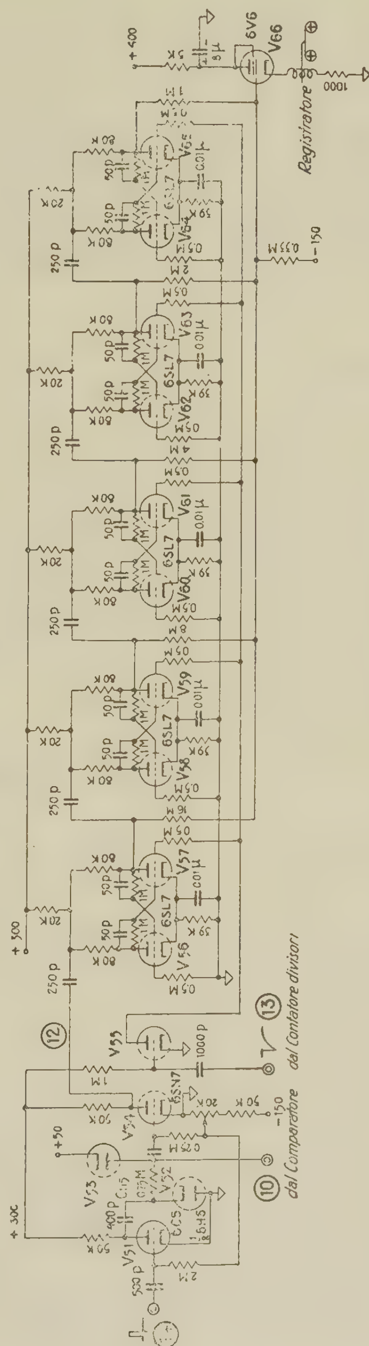


Fig. 8 - Contatore degli errori.

un impulso negativo proveniente dal contatore dei quozienti, le griglie dei tubi zero del contatore possono diventare positive, e si ha la rimessa a zero del contatore di errori.

V 66 è una amplificatrice di corrente, comandata da una media ponderata dei potenziali di placca dei tubi zero della scala. Il peso dei diversi addendi è proporzionale alle successive potenze di 2, così che alla griglia di *V* 66 è applicato un potenziale proporzionale al numero registrato dal contatore. L'elongazione della penna del registratore è quindi funzione crescente di questo numero.

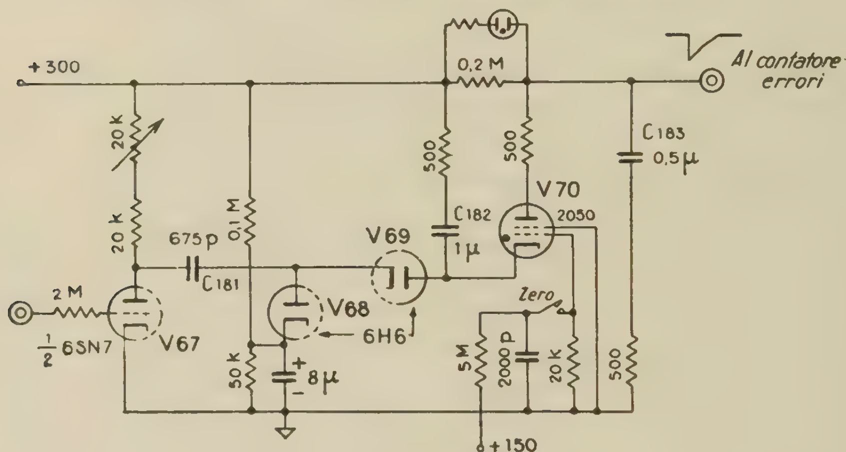


Fig. 9 - Contatore dei divisori.

Il *contatore dei divisori* (fig. 9) è del tipo ad accumulazione di energia. Ad ogni rettangolo applicato alla griglia di *V* 67, una carica viene applicata al condensatore *C* 182. Quando *C* 182 raggiunge una tensione sufficiente, si ha la scarica attraverso a *V* 70, e viene generato l'impulso negativo che va a comandare la rimessa a zero del contatore degli errori.

8. *Circuiti di comando.* — I circuiti di comando (fig. 10) devono provvedere:

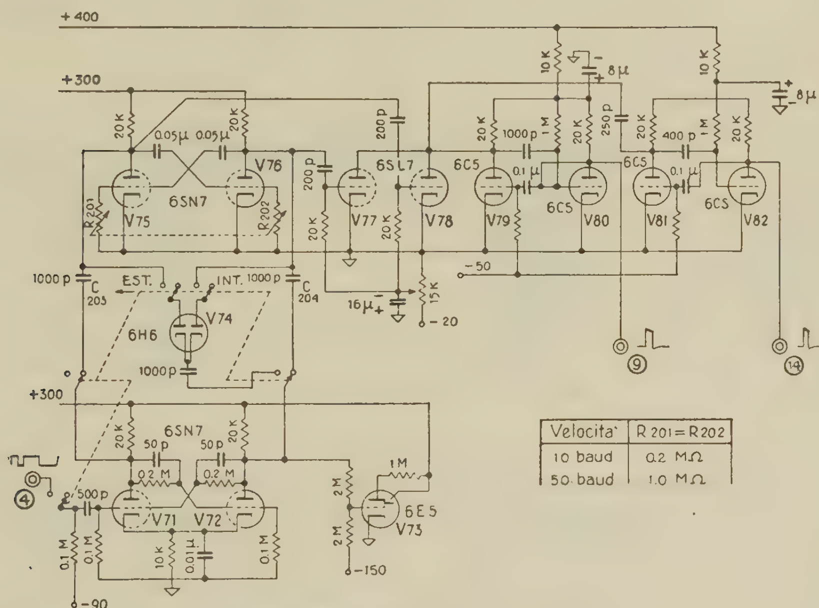
— un segnale campione, di ampiezza conveniente per comandare l'integratore *T*, e a fronti ripidi;

— impulsi che dividano il tempo in intervalli uguali all'elemento di segnale;

— rettangoli di comando per gli intervalli di calcolo;

— impulsi di comando per il contatore di errori.

Con i commutatori nella posizione « Est » il segnale viene introdotto dal morsetto 4 sotto forma di una tensione manipolata oppure di chiusura ed aperture di circuito verso massa. Alle placche del multivibratore bistabile *V* 71 *V* 72 si ottiene un segnale di ampiezza e forma normalizzata. Questo segnale sincronizza, tramite *V* 74, il multivibratore astabile *V* 75 *V* 76, la cui frequenza propria è regolata — variando *R* 201 e *R* 202 — sulla velocità di manipolazione. Si ottiene così un fronte ripido in corrispondenza alle divisioni in elementi del segnale.



Velocita'	R 201 = R 202
10 baud	0.2 MΩ
50 baud	1.0 MΩ

Fig. 10 - Circuiti di comando.

I fronti ripidi, derivati dai circuiti di griglia di *V* 77 e *V* 78 comandano le placche di *V* 79 e *V* 81 mediante un impulso negativo, ad ogni fine elemento.

V 79 e *V* 80 costituiscono un multivibratore monostabile che genera un rettangolo 9 di circa 500 µs.

V 81 e *V* 82 costituiscono un multivibratore monostabile che genera un rettangolo 14 di circa 200 µs. L'inizio di questo rettangolo è leggermente ritardato rispetto al precedente, a causa dell'accoppiamento capacitivo utilizzato. Quindi il lato discendente del rettangolo viene a trovarsi approssimativamente a metà del rettangolo di 500 µs,

e per derivazione può generare l'impulso 11 (fig. 5) di comando del contatore errori, attraverso il selettore di tempo.

Il comparatore può anche essere disposto per funzionare senza comando esterno In questo caso, con il commutatore sulla posizione « Int », è il multivibratore astabile *V* 75 *V* 76 che, tramite i condensatori *C* 203 *C* 204, comanda il multivibratore bistabile *V* 71 *V* 72. Il segnale generato è allora un'onda quadrata. Il segnale stesso deve venire prelevato (dal multivibratore bistabile) per manipolare il generatore di segnali campione.

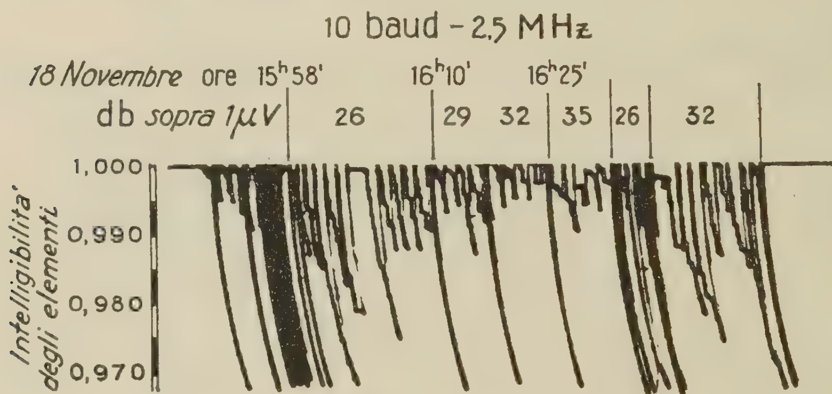


Fig. 11 - Esempio di registrazione.

9. *Conclusione.* — Il registratore di intelligibilità, costruito secondo la descrizione che precede, è stato sottoposto ad alcune prove preliminari che hanno permesso di accertare la buona rispondenza del funzionamento al progetto.

La fig. 11 riporta una registrazione ottenuta usando un ricevitore *BC*-312-*N* ed un generatore di segnali campione Marconi-Ecko mod. *T.F.* 144 *F.*; antenna di circa 6 m di altezza.

I dati riportati nella figura non sono rappresentativi della intensità dei disturbi nella località di ricezione (Roma), mancando indicazioni precise sulla larghezza di banda del ricevitore e sulle caratteristiche dell'antenna (del resto poco adatta). È però possibile osservare nel diagramma la sensibile variazione di intelligibilità che si ha con variazioni di intensità dei segnali di 3 decibel.

Per effettuare registrazioni sistematiche occorrerà un impianto analogo a quello delle stazioni Thomas, accennato nell'introduzione e descritto da Thomas e Cottony [1].

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Novembre 1952.

RIASSUNTO

È stato costruito, presso l'Istituto Nazionale di Geofisica, un comparatore di segnali che permette di registrare la percentuale di errori nella ricezione di un segnale radiotelegrafico disturbato. L'apparecchio, costituito da una calcolatrice elettronica analogico-numerica, tende ad eliminare i fattori soggettivi che normalmente si hanno in questo tipo di misure, ed è destinato principalmente alla misura dei radio disturbi atmosferici con metodo sintetico per confronto con un segnale campione. Il dispositivo si presta anche a misure comparative su ricevitori ed antenne, ed a misurare l'effetto delle interferenze.

SUMMARY

A comparator has been constructed, at the Istituto Nazionale di Geofisica, which records the percentage of errors in the reception of a radio telegraph signal. The purpose of this apparatus, consisting of an electronic digital-analogue computer, is to eliminate the subjective factors normally present in this type of measurement, and is destined for the measurement of atmospheric radio noise by a synthetic method by comparison with a standard signal. This apparatus can also be used to compare signals from different receivers and antennas and to measure the effect of interference.

BIBLIOGRAFIA

(1) H. A. Thomas and H. V. Cottony, *Interim Report on the Measurement of Atmospheric Noise Level.* N.B.S. Report CRPL - 5-1 (genn. 1947).

(2) N. Wiener, *Cybernetics.* New York (1948).

(3) G. E. Valley, Jr. and H. Wallman, *Vacuum Tube Amplifiers.* Massachussetts Institute of Technology, Radiation Laboratory Series, vol. 18, New York (1949).

(4) B. Chance, V. Hughes, E. F. MacNicol, D. Sayre and F. C. Williams, *Waveforms.* Massachussetts Institute of Technology, Radiation Laboratory Series, vol. 19, New York (1949).

(5) A. Bolle, S. Silleni e C. A. Tiberio, *Registrazioni ionosferiche.* « Annali di Geofisica », vol. II, pag. 377-387 (luglio 1949).

(6) H. O. Peterson, *Discussion relative to radio noise.* « U.R.S.I., Proc. of the General Assembly held in Zurich from September 11th to 22nd, 1950 » vol. VIII, part. II, Bruxelles, 1950, pag. 289.

(7) S. Silleni, *Misura dei radio disturbi atmosferici.* « Rendiconti dell'A.E.I. », Bologna, (17-24 settembre 1950).

(8) P. M. Woodward and I. L. Davies, *Information Theory and Inverse Probability in Telecommunication.* « Proc. I.E.E. », vol. 99, part. III, pag. 37-44 (marzo 1952).

Direttore: Prof. ENRICO MEDI
Prof. PIETRO CALOI - *Responsabile*
Istituto Grafico Tiberino - Via Gaeta, 14 - Roma (Officine Grafiche, Tivoli)

SULLA RIDUZIONE REGIONALE E SUL METODO DELLE DERIVATE SECONDE IN GRAVIMETRIA

Antonio Marussi

1. In alcuni recenti lavori ([1]) sono stati illustrati particolari metodi per la interpretazione delle misure di gravità, che tendono a mettere in risalto le cosidette anomalie locali, dovute a distribuzioni di densità localizzate e poco profonde, quali sono per lo più quelle che interessano la prospezione geomineraria; questi metodi si basano sostanzialmente sullo studio delle differenze fra il valore g_0 della gravità in un punto P_0, e la media (o le medie) g_R dei valori g su uno (o più) cerchi di opportuno raggio R aventi P_0 come centro, tracciati sulla superficie equipotenziale Σ per P_0.

Si prescinde qui dai procedimenti adottati per ridurre alla superficie equipotenziale Σ i valori della gravità effettivamente osservati, notando solo che le conclusioni che seguono valgono ovviamente per il campo potenziale della gravità modificato in seguito alle ipotesi che stanno a fondamento di tali riduzioni. Alcune formule si possono però applicare anche quando la superficie sulla quale si considera la data distribuzione della gravità, è una superficie qualunque, anche ad esempio la superficie fisica del terreno; in tal caso i valori della gravità da considerare sono quelli effettivamente osservati, e le conclusioni si riferiscono al campo reale della gravità.

Tralasciando queste considerazioni, sulle quali non intendiamo insistere qui, i metodi accennati danno luogo precisamente:

a) alla *riduzione regionale*, mediante la quale ci si propone di mettere in risalto le anomalie locali, togliendo al valore della gravità in ogni punto, la media dei valori di questa lungo una circonferenza di raggio prefissato avente il punto considerato come centro;

b) al *procedimento delle derivate seconde*, che consiste nel ripetere il calcolo ricordato or ora per una serie di circonferenze aventi il punto considerato come centro, e raggi via via decrescenti. Il limite cui tendono i valori così ottenuti, divisi per il quadrato del raggio della circonferenza rispettiva, si assume allora uguale alla derivata seconda $\frac{d^2g}{dv^2}$ della gravità nel senso della verticale v.

In questa Nota ci si propone di mostrare come in ambedue questi metodi i risultati possano mettersi in relazione con il secondo paramentro differenziale $(\Delta_2 g)_\Sigma$ ed i successivi $(\Delta_{2s} g)_\Sigma$ di ordine $2s$ della gravità g sulla superficie Σ considerata, valendosi di alcuni risultati ottenuti ancora nel 1909 dal Pizzetti ([2]); e di illustrare poi il significato geometrico e meccanico, in relazione alla struttura locale del campo di gravità, di tale paramentro.

2. Prima di procedere, ricordiamo perciò i risultati ottenuti dal Pizzetti. Detto g_0 il valore di una funzione g in un punto P_0 del piano, g_R la media aritmetica dei valori che la funzione stessa assume nei punti della circonferenza di raggio R e centro P_0, si ha

$$g_R = g_0 + \frac{R^2}{2^2}(\Delta_2 g)_\Sigma + \frac{R^4}{2^2 4^2}(\Delta_4 g)_\Sigma + \cdots \qquad [1]$$

$$\cdots + \frac{R^{2n-2}}{2^2 4^2 \ldots (2_{n-} 2)^2}(\Delta_{2n-2}\, g)_\Sigma + \frac{R^{2n}}{2^2 4^2 \ldots (2n)^2}\overline{(\Delta_{2n} g)}_\Sigma$$

ove i $(\Delta_{2s}\, g)_\Sigma$ si intendono calcolati in P_0, e $(\Delta_{2n}\, g)_\Sigma$ è un valore compreso fra il massimo ed il minimo di quelli che $\Delta_{2n}\, g$ assume nell'area circolare considerata.

Tale formula si applica soltanto, come si vede, al caso del piano, o delle superfici sviluppabili; e la sua estensione al caso delle superfici qualsivogliano non è immediata; ma invece è ancora vera, come il Pizzetti ha dimostrato, anche per le superfici qualsivogliano, la relazione, ovvia per il piano,

$$\lim_{R \to 0} \frac{4(g_R - g_0)}{R^2} = (\Delta_2 g)_\Sigma . \qquad [2]$$

In questo caso gli enunciati precedenti si modificano sostituendo la circonferenza geodetica di raggio R alla circonferenza del piano.

3. Ricordando ora la definizione che è stata data della riduzione regionale, ben si vede come questa possa essere espressa — nell'ipotesi in cui in prima approssimazione la superficie alla quale sono ridotti i valori di g possa confondersi con il piano — con lo sviluppo per le potenze pari di R dato dal Pizzetti, i cui coefficienti sono espressi mediante i secondi parametri differenziali superficiali successivi di g; i quali vengono dunque ad assumere un ruolo importantissimo nello studio delle anomalie locali, dovute a distribuzioni di densità situate a piccola profondità; fra questi il secondo parametro differenziale

$(\Delta_2\, g)_\Sigma$ è poi quello particolarmente interessante, poiché esso può essere calcolato agevolmente come il limite dato dal Pizzetti o, più facilmente ancora, per la regola dell'Hospital, come

$$(\Delta_2\, g)_\Sigma = 4 \lim_{R \to 0} \frac{d\, g_R}{d\,(R^2)} \quad . \qquad [3]$$

Calcolati precisamente i valori medi g_R su di una serie di circonferenze di raggio decrescente, e riportati i quadrupli dei valori ottenuti come ordinate in un sistema cartesiano in cui l'asse delle ascisse abbia come parametro R^2, l'angolo che la tangente nell'origine alla curva ottenuta raccordando i punti rappresentativi forma con l'asse delle ascisse, ha come tangente il $(\Delta_2\, g)_\Sigma$ cercato.

Altri procedimenti più rapidi, se pure meno precisi, possono venire applicati per il calcolo numerico di detto $(\Delta_2\, g)_\Sigma$.

4. Ciò premesso, veniamo a studiare più da vicino il significato meccanico del secondo paramentro differenziale di Beltrani della gravità, su di una superficie Σ che, per ragioni di semplicità, ammetteremo essere superficie equipotenziale o di livello del campo; si intende che, se i valori della gravità non fossero stati misurati direttamente su questa, essi dovrebbero immaginarsi ad essa ridotti secondo i consueti procedimenti convenzionali.

Potremo infine definire il secondo parametro differenziale scrivendo in forma vettoriale [3]

$$(\Delta_2\, g)_\Sigma = \mathrm{div}\ \mathrm{grad}_\Sigma\, g \qquad [4]$$

in cui

$$\mathrm{grad}_\Sigma\, g = \mathrm{grad}\, g - \mathrm{grad}\, g \times v.\, v \qquad [5]$$

è la componente superficiale su Σ del gradiente di g. Con v si è indicato il versore della normale a Σ (diretto verso l'alto), che caratterizza la congruenza rettilinea delle normali; nel mentre con n indicheremo nel seguito il versore delle tangenti alle linee di forza del campo, pure diretto verso l'alto, che caratterizza invece la congruenza curvilinea delle linee di forza. Si ha dunque $n = v$ su Σ, e poi

$$\frac{d\, n}{d\, P} = \sigma \quad ; \quad \frac{d\, v}{d\, P} = \sigma_\Sigma \qquad [6]$$

σ essendo l'omografia di Burali-Forti generalizzata, e σ_Σ la sua componente superficiale (4).

Si ha dunque, prendendo la divergenza di [5]:

$$(\Delta_2 g)_\Sigma = \Delta_2 g - H \operatorname{grad} g \times v - \operatorname{grad} (\operatorname{grad} g \times v) \times v = \Delta_2 g - H \frac{dg}{dv} - \frac{d^2 g}{dv^2} \qquad [7]$$

in cui $H = \operatorname{div} v = -\frac{2\omega^2}{g} - \frac{1}{g}\frac{dg}{dn}$ è la curvatura media di Σ (ω è la velocità angolare di rotazione della Terra).

Si osservi ora che, nel mentre si ha ovviamente, su Σ,

$$\frac{dg}{dv} = \frac{dg}{dn} \qquad [8]$$

non altrettanto può dirsi per le derivate seconde; ed infatti

$$\frac{d^2 g}{dv^2} = \operatorname{grad} (\operatorname{grad} g \times v) \times v = \frac{d \operatorname{grad} g}{dP} v \cdot v + K\sigma_\Sigma \operatorname{grad} g \times v =$$
$$= \frac{d \operatorname{grad} g}{dP} v \cdot v = \frac{d \operatorname{grad} g}{dP} n \cdot n \qquad [9]$$

perché $K\sigma_\Sigma = \sigma_\Sigma$; invece

$$\frac{d^2 g}{dn^2} = \operatorname{grad} (\operatorname{grad} g \times n) \times n = \frac{d \operatorname{grad} g}{dP} n \cdot n + K \sigma \operatorname{grad} g \times n =$$
$$= \frac{d^2 g}{dv^2} + \operatorname{grad} g \times \sigma n = \frac{d^2 g}{dv^2} + g F^2 \qquad [10]$$

in cui $F = \operatorname{mod} \operatorname{grad}_\Sigma \lg g$ è la prima curvatura della linea di forza.

A sua volta, il calcolo di $\Delta_2 g$ fornisce (4)

$$\Delta_2 g = g (C + F^2) \qquad [11]$$

dove

$$C = H^2 - 2K \qquad [12]$$

è la curvatura di Casorati di Σ (K ne è la curvatura totale o gaussiana).

Tenendo conto di ciò, al $(\Delta_2 g)_\Sigma$ può essere data una delle seguenti forme

$$(\Delta_2 g)_\Sigma = 2g (H^2 - K + F^2) + 2\omega^2 H - \frac{d^2 g}{dn^2} =$$
$$= g \left(C + 2F^2 + \frac{dH}{dn} \right) \qquad [13]$$

La prima in particolare ci dice che il $(\Delta_2 g)_\Sigma$ differisce dalla derivata seconda della gravità secondo la verticale, per termini che dipendono dalla curvatura della superficie equipotenziale e della linea

di forza, e che in generale non sono affatto trascurabili. Così ad esempio si avrebbe, per il campo normale della gravità (campo di Somigliana) alla latitudine di 45°:

$$\frac{d^2 g}{dn^2} = -14{,}495 \times 10^{-15}\ \mathrm{cm}^{-1}\ \mathrm{sec}^{-2} \quad ,$$

nel mentre i termini derivanti dalla curvatura del campo ammontano a $14{,}501 \times 10^{-5}$ cm^{-1} sec^{-2}, tanto che il Δ_2 superficiale della gravità risulta uguale a $0{,}006 \times 10^{-5}$ cm^{-1} sec^{-2}.

5. Altre formule espressive, che possono tornare a volte utili, si hanno quando si consideri invece del campo g della gravità, quello del suo logaritmo naturale.

La considerazione del logaritmo della gravità, anziché della gravità stessa, presenta il vantaggio di attribuire al suo gradiente le dimensioni di una curvatura; ed alle sue derivate seconde (od alla divergenza del suo gradiente) le dimensioni di una curvatura totale. Ciò è mostrato chiaramente dalle formule che seguono:

$$\mathrm{grad}\ \lg\ g = F\,N' - \left(\frac{2\omega^2}{g} + H\right) n \quad \text{(formula di Bruns)} \tag{14}$$

in cui N' è il versore della normale principale alla linea di forza.

Facili calcoli danno inoltre

$$\Delta_2\, lg\, g = -2K + \frac{4\,\omega^4}{g^2} + \frac{4\,\omega^2}{g}\,\frac{d\, lg\, g}{d\,n} = C - \left(\frac{d\, lg\, g}{d\,n}\right)^2 \tag{15}$$

e poi

$$(\Delta_2\, lg\, g)_\Sigma = C + F^2 + \frac{d\,H}{d\,n} \quad . \tag{16}$$

Trieste — Istituto di Topografia e Geodesia dell'Univ. — Marzo 1953.

RIASSUNTO

Si richiamano alcune ricerche di Pizzetti, che consentono di ottenere, con procedimenti applicabili in pratica, la divergenza del gradiente superficiale della gravità (secondo parametro differenziale di Beltrami della gravità in superficie). Queste ricerche vengono messe

in relazione con i metodi della riduzione regionale e delle derivate seconde, che sono stati proposti recentemente dagli Autori americani per le pratiche applicazioni in gravimetria.

Nel caso in cui la superficie sulla quale si calcola tale divergenza sia di livello, il secondo parametro differenziale si esprime assai semplicemente mediante gli elementi geometrici e meccanici del campo.

SUMMARY

Some formulae given by Pizzetti are recalled, which allow to obtain by practical procedures the divergence of the surface gradient of gravity (second differential parameter of Beltrami of surface gravity). Such researches are related to the methods of regional reduction and of the second derivatives, which have been recently proposed for practical applications by American authors.

Whenever the surface considered be a level surface of the potential field, the second differential parameter may be easily expressed by means of the geometric and dynamic elements of the field itself.

BIBLIOGRAFIA

(1) W. Raymond Griffin, *Residual Gravity in Theory and Practice.* Geophysics, vol. XIV, January, 1949. — Thomas A. Elkins, *The Second Derivatives Method of Gravity Interpretation.* Geophysics, vol. XVI, January, 1951. — J. J. Jakosky, *Exploration Geophysics*, pag. 415 e segg., Los Angeles, 1950.

(2) P. Pizzetti, *Sul significato geometrico del secondo parametro differenziale di una funzione sopra una superficie qualunque.* Rend. R. Acc. dei Lincei, vol. XVIII, 1° sem., 1909.

(3) C. Burali-Forti e R. Marcolongo, *Analisi Vettoriale Generale e Applicazioni.* Trasformazioni lineari, Bologna, Zanichelli, 1929, pag. 227.

(4) A. Marussi, *Fondamenti di Geodesia intrinseca.* Memoria n. 7 della Commissione Geodetica Italiana, Milano, 1950.

RADIOATTIVITÀ DI UNA LAVA ETNEA
STUDIO QUANTITATIVO

L. Barbera, M. Curatolo *, M. M. Indovina Addario,
D. Palumbo, M. Santangelo

1. *Introduzione.* — In un lavoro recentemente pubblicato (1) abbiamo riportato i risultati di alcune misure di attività α eseguite su lave dell'Etna appartenenti ad eruzioni avvenute in epoche diverse. La tecnica impiegata è stata quella delle sezioni levigate sovrapposte ad emulsioni nucleari, da molti autori già descritta.

Proseguendo in questo campo di ricerche abbiamo tentato di mettere a punto un metodo quantitativo per la determinazione del rapporto delle concentrazioni di Uranio e Torio, C_U/C_{Th}, nei materiali a basso contenuto radioattivo.

Abbiamo pure cercato di studiare il problema della determinazione dell'equilibrio per la famiglia dell'Uranio, in vista dell'interesse che questo problema presenta in relazione alle questioni riguardanti i processi di formazione e di differenziazione della crosta terrestre.

Di recente (2) sono stati sviluppati alcuni calcoli che pervengono a semplici formule di facile applicazione, atti alla determinazione, disponendo di una statistica sufficientemente ricca dei valori dei percorsi delle particelle α, della concentrazione nel minerale di ciascuna specie di nuclide emittente particelle α. È possibile inoltre, partendo dai suddetti calcoli, rilevare l'esistenza o meno dell'equilibrio radioattivo delle famiglie presenti nel materiale.

In questo primo lavoro quantitativo, disponendo di una statistica su circa 2000 tracce, noi useremo per la determinazione di C_U/C_{Th} un metodo globale, basato sui calcoli sopra accennati, che pensiamo possa adattarsi meglio al caso da noi studiato.

2. *Metodi di misura.* — La tecnica sperimentale ormai classica consiste nella esposizione di lastre per fisica nucleare al materiale emittente particelle α, che nel nostro caso consisteva in un frammento di

---

(*) Istituto di Mineralogia, Università, Palermo.

lava dell'Etna, appartenente ad una colata della eruzione dell'anno 1928. Dello stesso campione era stata precedentemente determinata l'attività specifica globale ([1]), a differenza però di quanto era stato fatto allora, abbiamo preferito sovrapporre alla lastra anziché una sezione levigata della lava un agglomerato di polvere della medesima. È questo un metodo già impiegato da diversi autori ([3]), ([4]), ([5]) per ottenere uno strato sufficientemente omogeneo sia in superficie che in profondità. (Un indizio del conseguimento di tale omogeneità può essere dedotto dal fatto che sulla lastra esposta abbiamo rilevato una distribuzione sensibilmente normale delle tracce α).

Lo spessore dello strato di polvere che copriva l'emulsione aveva valore maggiore del range massimo delle α; si può quindi nei nostri calcoli considerare tale spessore come infinito rispetto al percorso delle α.

Le lastre usate, Ilford C_2 spessore 50 μ, sono state esposte per 51 giorni.

Le modalità di conservazione delle lastre e le caratteristiche dei bagni di sviluppo, fissaggio, ecc. sono quelle descritte nel lavoro citato ([1]).

La superficie esposta è stata divisa in 2 parti che sono state esplorate indipendentemente con due miscroscopi diversi: sono state misurate le proiezioni orizzontali e quelle verticali delle tracce, l'approssimazione era di 0,4 μ per le prime, di 1 μ per le seconde; e poiché abbiamo constatato una buona coerenza tra i 2 gruppi di misure, abbiamo in ultimo mescolato tutti i dati ed eseguito i calcoli sul totale delle tracce.

Per trasformare le lunghezze delle tracce nell'emulsione, misurate al microscopio, in cm di aria eq. si è tenuto conto del fattore di contrazione della emulsione, che nel nostro caso è risultato da una misura diretta 2,4, e della variazione del coefficiente di riduzione aria-gelatina in funzione della energia residua delle particelle. Quest'ultima correzione è stata calcolata in base ai dati sperimentali riportati da M. Bogaardt e B. Koudijs ([6]).

A questo punto non ci sembra superfluo rilevare che solitamente viene consigliato ([4]), ([7]) di prendere un coefficiente di riduzione aria-gelatina costante e precisamente per le C_2 Ilford il valore 1750, invece come si rileva dal confronto tra le curve sperimentali percorso in gelatina-energia e quelle percorso in aria-gelatina ([6]), ([8]), il coefficiente di riduzione è una funzione crescente della energia residua.

Assumendo per tale coefficiente il valore costante di 1750 si introdurrebbero errori per eccesso dell'ordine del 10% per le tracce corte ed errori per difetto dell'ordine del 3% per le più lunghe.

È probabile che correzioni dello stesso genere dovrebbero essere apportate nella valutazione del percorso delle particelle nel campione; questo introdurrebbe correzioni nelle formule applicate: di queste però non abbiamo potuto tenere conto per la mancanza di dati sperimentali. Si può comunque prevedere che tali correzioni sarebbero sensibili solo sulle tracce più corte; è per questa ragione, e per altri motivi di cui verrà detto in seguito, che i calcoli sono stati eseguiti evitando di utilizzare le tracce corte.

3. *Risultati.* — Per poter applicare le formule [vedi bibl. (2)] è necessario determinare, nell'ipotesi abbastanza fondata che gli elementi attivi presenti siano essenzialmente quelli delle famiglie dell'Uranio e del Torio, il numero di tracce presenti nella emulsione aventi percorso o proiezione orizzontale (in cm d'a. eq.) maggiore di R_i, essendo $R_1, \ldots . R_i \ldots . . R_p$ i percorsi dei diversi gruppi di α delle due famiglie disposti in ordine crescente.

Riportiamo nella tabella I i valori di R_i corrispondenti agli elementi attivi sottosegnati anche perché questi dati, che riteniamo i più attendibili (8), differiscono un po' da quelli riportati da altri autori in lavori di questo genere.

TABELLA I

R in cm aria	2,65	2,70	3,18	3,21	3,30	3,84	3,98	4,05	4,28	4,68	4,73	5,0	3,64	6,91	8,57
Elementi della famiglia dell'U	U_I		Io	U_{II}	Ra	Po		Rn		Ra A				Ra C'	
Elementi della famiglia del Th		Th					Ra Th		Th X		Th C	Tn	Th A		Th C'

Nella tabella II sono riportati i numeri N di tracce aventi proiezioni orizzontali comprese nell'intervallo corrispondente sopra segnato.

Per ridurre al minimo gli errori di conteggio si sono prese in considerazione solo le tracce aventi proiezione orizzontale maggiore di

0,8 cm. d'a., non è però escluso che qualcuna delle tracce avente proiezione di questo ordine sia andata perduta.

TABELLA II

r	0,81—2,50	2,21—2,51	2,66—3,18	3,19—3,21	3,22—3,30	3,31—3,84	3,85—3,98	3,99—4,95
N	1209	79	269	10	35	146	32	11
r	4,06—4,28	4,29—4,66	4,67—4,73	4,74—5,00	5,01—5,64	5,65—6,91	6,92—8,57	
N	45	40	17	23	56	38	21	

In figura 1 (tratto continuo, scala semilogaritmica) è riportato in ordinate il numero di tracce aventi proiezione orizzontale maggiore della corrispondente ascissa, numero ricavato dai dati della tabella II. In detta figura sono esatti i valori delle ordinate relative ad ascisse uguali ai ranges dei vari gruppi di α, gli altri punti sono interpolati graficamente.

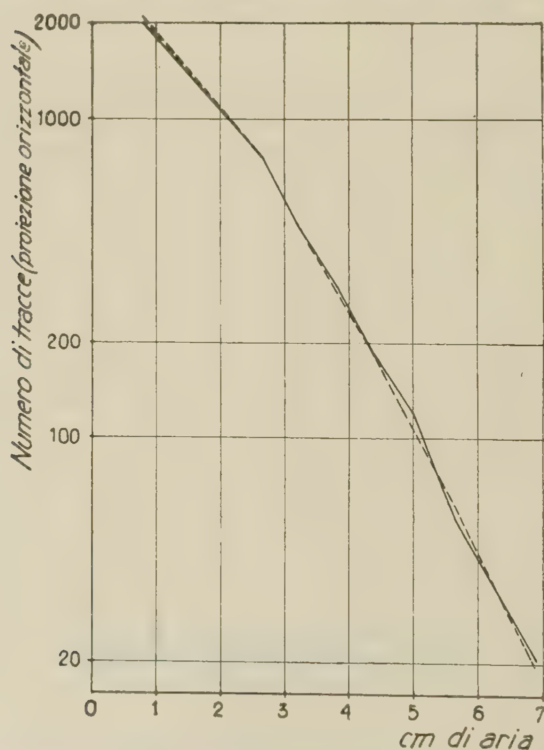


Fig. 1

Il caso della distribuzione delle lunghezze effettive presenta maggiori difficoltà. Infatti scartando le tracce aventi proiezione orizzontale minore di 0,8 cm non si opera sulle lunghezze un vero taglio perché evidentemente si tralasciano, così facendo, quelle tracce che pur avendo proiezione orizzontale molto piccola, il che rende difficile la loro identifi-

cazione, possono avere lunghezza effettiva rilevante a causa di un alto valore della proiezione verticale. Ne viene che il numero di tracce aventi lunghezza effettiva maggiore di 0,8 cm d'a. eq. sarà molto superiore a quello delle tracce aventi proiezione orizzontale maggiore di detto valore. Si può però prevedere che le tracce aventi lunghezza maggiore di 2,65 cm d'a. eq. siano prevalentemente da ricercare tra quelle aventi proiezione orizzontale maggiore di 0,8 cm essendo relativamente rare le particelle α emesse quasi verticalmente.

In fig. 2 sono riportati i risultati delle misure delle lunghezze totali; per quanto detto sopra il grafico è attendibile solo a partire da valori delle ascisse non troppo piccole, mentre l'ordinata corrispondente a 0,8 cm dell'ascissa ha valore semplicemente indicativo, ma notevolmente inferiore al vero.

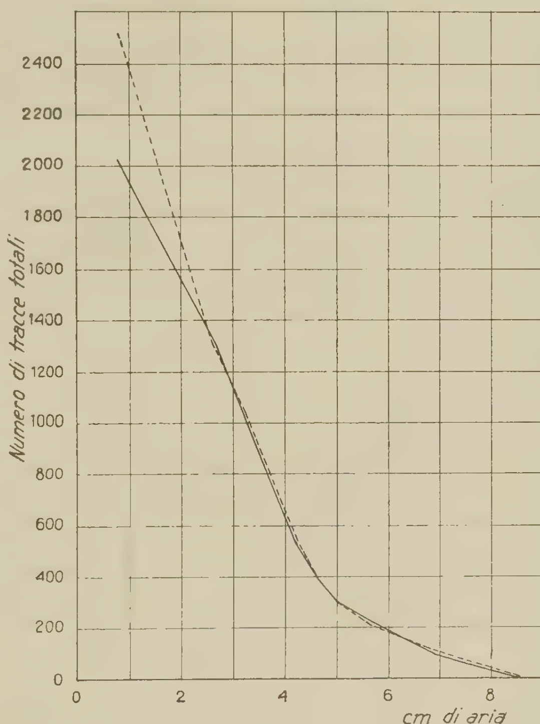


Fig. 2

Notiamo incidentalmente a questo proposito che la difficoltà di scelta del valor minimo per le proiezioni orizzontali riduce notevolmente l'utilità dello spettro delle lunghezze effettive, sebbene i calcoli su tale spettro siano molto più agevoli che su quello delle proiezioni orizzontali. Si avrebbero infatti inevitabilmente delle notevoli incertezze sul numero di tracce corte che sono quelle che più pesano per potere arrivare a qualche conclusione in merito all'equilibrio degli elementi componenti la famiglia dell'Uranio.

4. *Interpretazione dei risultati.* — Nei citati lavori (²) per il caso particolare di una famiglia in equilibrio, si perviene alle formule:

$$h(r) = \frac{\lambda n \mu}{4} \sum_{i+1}^{p}{}_{k} (R_k - r)\, \varrho_k \qquad [1]$$

$$(R_i < r \leq R_{i+1})$$

$$g(r) = \frac{\lambda n \mu}{4} \sum_{i+1}^{p}{}_{k} \frac{(R_k - r)^2}{R_k}\, \varrho_k \qquad [2]$$

col seguente significato dei simboli:

$h(r)$, $g(r)$ numero di tracce per cm^2 di emulsione e per secondo di esposizione aventi rispettivamente proiezione orizzontale o lunghezza totale nella gelatina $> r$;

$R_1 \ldots R_i \ldots R_p$; i cammini in aria, disposti in ordine crescente, dei gruppi di α emesse dagli elementi della famiglia;

n numero di atomi dell'elemento padre per cm^3 di minerale;

λ costante di disintegrazione dell'elemento padre;

μ rapporto tra il cammino nel materiale e quello in aria delle α (supposto indipendente dall'energia);

ϱ coefficiente dovuto alle eventuali biforcazioni.

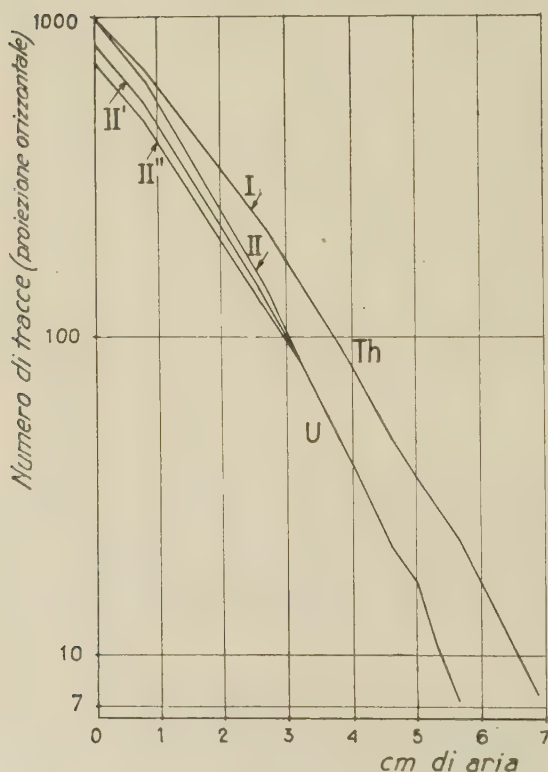


Fig. 3

Con ottima approssimazione $\varrho = 1$ per tutti gli elementi della famiglia dell'Uranio 238, per quella del Torio $\varrho \cong 1/3$ per il ThC, e 2/3 per il ThC′, 1 per tutti gli altri elementi.

Partendo da queste formule sono stati costruiti i grafici delle figg. 3 e 4 nei quali sono riportati gli spettri integrali teorici delle proiezioni orizzontali, fig. 3 (scala semi logaritmica) e quelli delle lunghezze totali (fig. 4). In entrambe le figure la linea I si riferisce al caso di un materiale contenente solo Th in

equilibrio con i suoi discendenti, la linea II al caso del solo U^{238} anche esso in equilibrio, la II′ si riferisce alla presenza del solo Io in equilibrio ed infine la II″ è nell'ipotesi che sia presente nel materiale il solo Ra in equilibrio con i propri discendenti. I dati sono stati calcolati per un totale di 1000 tracce per secondo e per cm^2 e solo per i punti di ascisse uguali ai ranges dei vari gruppi di α delle due famiglie, gli altri punti sono stati interpolati graficamente.

Nei calcoli che seguono sono stati utilizzati naturalmente solo i valori calcolati in base a [1] e [2] e non a quelli interpolati.

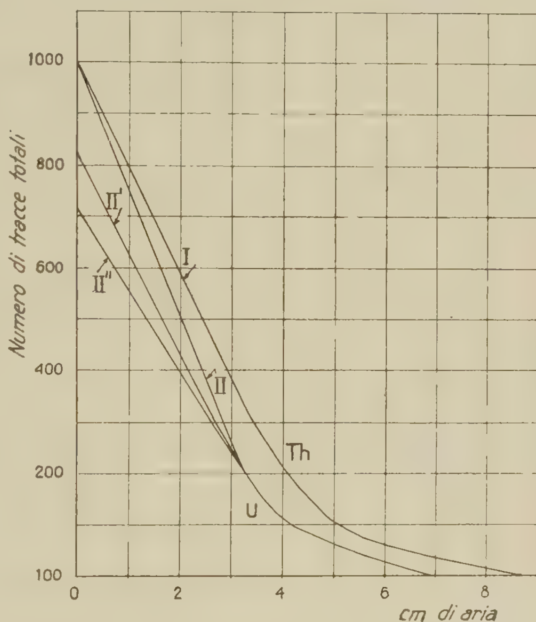


Fig. 4

Nella lava in esame il Th sarà quasi certamente in equilibrio con i suoi discendenti poiché le vite medie di quest'ultimi sono di molto inferiori a quella del Th. Per quanto riguarda la famiglia dell'U si potrebbero avere invece difetti di equilibrio in corrispondenza dello Io o del Ra per ragioni chimiche o fisiche; il Ra però può analogamente al Th esser considerato in equilibrio secolare con gli elementi che lo seguono nella famiglia.

Abbiamo effettuato il confronto degli spettri sperimentali (figg. 1, 2) con quelli teorici (fig. 3, 4) limitatamente a quelle parti delle due famiglie che possono supporsi in equilibrio, ossia, il che è equivalente, per valori delle ascisse maggiori di 3,21 cm.

Indicando con $\varphi(r)$ le ordinate della linea I, con $\chi(r)$, $\chi'(r)$, $\chi''(r)$ quelle delle linee II, II′ e II″, con $f(r)$ le ordinate della curva sperimentale, con a e b le concentrazioni in unità convenzionali di Th e di Ra presenti nella lava, dovrà essere:

$$f(r) = a\,\varphi(r) + b\,\chi(r) \qquad (3{,}21 < r \leq 8{,}57) \qquad [3]$$

la [3] deve essere valida sia per gli spettri integrali delle lunghezze effettive (figg. 2, 4) che per quelle delle proiezioni (figg. 1, 3) (*).

La determinazione di a, b è stata eseguita tenendo conto del solo spettro delle proiezioni orizzontali che, come è stato notato sopra, è da ritenere più accurato, e poiché a causa di inevitabili errori di osservazione non è possibile trovare 2 valori per a e b tali che la [3] venga verificata per tutti i valori r, si è preferito usare per la determinazione di a e b il metodo dei minimi quadrati.

Indichiamo con φ_i, χ_i, f_i, $(i = 1, \ldots 11)$ i valori di $\varphi(r)$, $\chi(r)$, $f(r)$ per $r = 3{,}21; \ldots, 6{,}91; 8{,}57$, lo scarto quadratico $S(a, b)$ tra tra la distribuzione teorica [3] e quella sperimentale, è dato da:

$$S(a, b) = \sum_{1}^{11}{}_i (a\varphi_i + b_i \chi_i - f_i)^2$$

I valori $\bar{a}$, $\bar{b}$ che rendono minimo S ottenuti risolvendo il sistema:

$$0 = \frac{\partial S}{\partial a} = 2 \sum_{1}^{11}{}_i \varphi_i (a\varphi_i + b\chi_i - f_i)\,; \qquad 0 = \frac{\partial S}{\partial b} = 2 \sum_{1}^{11}{}_i \chi_i (a\varphi_i + b\chi_i - f_i)$$

sono, usando per f_i i valori ricavati da Tab. II:

$$\bar{a} = 2{,}8 \qquad \bar{b} = 0{,}4$$

In fig. 1 la linea tratteggiata rappresenta la distribuzione teorica partendo dai suddetti valori di $\bar{a}$ e $\bar{b}$. Come si vede l'accordo tra la distribuzione sperimentale e quella teorica è molto soddisfacente; per quanto riguarda lo spettro delle lunghezze totali lo spettro teorico (linea tratteggiata) si accorda pure abbastanza bene con quello sperimentale. In verità per quest'ultimo caso si avrebbe un accordo migliore prendendo per $\bar{a}$ un valore leggermente inferiore (circa 2,6); comunque questa piccola differenza cade entro gli errori sperimentali.

Le concentrazioni di Torio ed Uranio, C^o_{Th}, C^o_U, che darebbero luogo alle distribuzioni teoriche delle tracce come in figg. 3, 4 (linee

---

(*) A titolo di verifica della attendibilità dei risultati sperimentali è stato fatto un confronto tra lo spettro delle proiezioni orizzontali e quello delle proiezioni verticali: come era stato previsto (2) i due spettri si accordano in maniera soddisfacente.

I e II) possono essere calcolate in gr/cm³ di sostanza, mediante le formule:

$$C^{o}_{Th} = \frac{3,38}{\mu} 10^{-2} \qquad C^{o}_{U} = \frac{1,02}{\mu} 10^{-2} \qquad [4]$$

Le corrispondenti concentrazioni C^{o}_{Io}, C^{o}_{Ra} che darebbero luogo alle distribuzioni II′ e II″ sono quelle stesse che competerebbero all'Ionio e al Ra rispettivamente se essi fossero in equilibrio con U di concentrazione C^{o}_{U}.

Nel seguito assumeremo queste concentrazioni come unità convenzionali per il Th, l'U, Io, Ra.

Indicando con A la superficie dell'emulsione esplorata in cm², con t il tempo di esposizione in sec, d la densità del materiale in gr/cm³, la concentrazione assoluta di Th in gr/gr di materia, è data da:

$$C_{Th} = \frac{\bar{a}\, C^{o}_{Th}}{\bar{A}\, t\, d} \qquad [5]$$

Formule analoghe si hanno per le concentrazioni degli altri elementi.

Evidentemente per applicare la formula [5] è necessario poter determinare il valore di μ, rapporto tra percorso delle α nella materia e percorso in aria. Nell'ipotesi di Bragg e Kleeman (4) si ha:

$$\mu = \frac{d_{aria}}{d_{mat}} \frac{\psi_{mat}}{\psi_{aria}} = 3,19 \times 10^{-4} \frac{\psi_{mat}}{\varrho_{mat}}$$

dove

$$\psi_{mat} = \sum_{i}^{n} a_i \sqrt{W_i}$$

con a_i percentuale dell'elemento considerato costituente il materiale e W_i corrispondente peso atomico. Per la nostra lava è stata calcolata ψ_{mat} partendo dai dati di un'analisi chimica gentilmente fornitaci dal prof. Ponte unitamente al campione di lava; per essa si ha:

$$\psi_{mat} = 4,5$$

Nel caso presente data la natura del campione (polvere) si è preferito applicare la formula [5] ai dati riguardanti la stessa lava esposta in sezione levigata, per la ragione che per quest'ultima ha

senso parlare di una densità e di una superficie esposta. Dai dati del lavoro già citato (1) e prendendo per a e b i valori già determinati, si ottiene:

$$C_{\mathrm{Th}} = 1{,}58 \cdot 10^{-5} \text{ grammi di Th per grammo di lava,}$$

e nell'ipotesi che l'Uranio fosse in equilibrio:

$$C_{\mathrm{U}} = 0{,}7 \cdot 10^{-6} \text{ gr/gr}$$

In quest'ultima ipotesi dell'equilibrio della famiglia dell'U, si ha:

$$C_{\mathrm{U}} / C_{\mathrm{Th}} = 0{,}04$$

Partendo dalle formule date da I. Curie (9), che del resto riguardano un caso particolare rispetto a quelle applicate sopra e valide sempre solo per la statistica delle lunghezze totali, si ottiene un valore leggermente diverso:

$$C_{\mathrm{U}} / C_{\mathrm{Th}} = 0{,}05 \; (^{**})$$

Per esaminare ora il problema dell'equilibrio si dovrebbe fare il confronto della parte di spettro sperimentale di ascisse minori di 3,21 con le corrispondenti parti degli spettri teorici, cioè analiticamente si dovrebbe cercare di determinare i coefficienti b, b', b'' dell'equazione:

$$f(r) - a\,\varphi(r) = b\,\chi(r) + b'\,\chi'(r) + b''\,\chi''(r) \qquad (r < 3{,}21)$$

Poiché nel caso della nostra lava la concentrazione degli elementi della famiglia dell'U rispetto a quelli del Th è risultata troppo bassa, abbiamo avuto troppo poche tracce corte utilizzabili per poter tentare una determinazione dei coefficienti, perché le tracce corte sono in massima parte dovute ad elementi della famiglia dell'U. L'andamento qualitativo potrebbe suggerire che nella nostra lava il Ra (o l'Io) non sia in equilibrio con l'U ma che questo ultimo abbia una concentrazione minore di quella che avrebbe se fosse in equilibrio; però a causa del piccolo numero di tracce corte imputabili a questi elementi, non

---

(**) Nel caso presente è difficile calcolare l'errore sul rapporto Uranio-Torio, si può solo dire che l'accordo tra i 2 valori ricavati con metodi diversi è buono.

crediamo di avere dati sufficienti per potere trattare quantitativamente il problema.

Notiamo a questo proposito che la valutazione dell'esistenza o meno dell'equilibrio della famiglia dell'Uranio esige una conoscenza molto esatta del rapporto teorico tra il numero di tracce lunghe ed il numero di tracce corte; d'altra parte, questo rapporto è certamente influenzato, ed in misura notevole, dalla non proporzionalità tra i percorsi nel materiale e nella gelatina di particelle della stessa energia. Aggiungiamo che tale correzione può mascherare completamente l'andamento effettivo di quella parte dello spettro che corrisponde ai valori più bassi del percorso, e quindi dare risultati errati per quanto riguarda l'equilibrio.

Ringraziamo il prof. G. Ponte per averci forniti i campioni da noi studiati e per averci comunicati i risultati dell'analisi chimica che ci ha permesso il calcolo di ψ_{mat}.

I nostri ringraziamenti vanno pure rivolti alla Direzione Generale del Banco di Sicilia che con una sua elargizione ha contribuito in parte alla spesa per l'acquisto di un microscopio.

Palermo — Istituto di Fisica dell'Università — Maggio 1953.

RIASSUNTO

Nel presente lavoro vengono esposti i risultati di una ricerca sul contenuto di elementi delle due famiglie naturali dell'Uranio e del Torio in un campione di lava dell'Etna.

La tecnica impiegata è quella delle lastre sensibili per fisica nucleare.

Si espongono i criteri usati per la determinazione del rapporto tra il contenuto di Uranio e quello di Torio nel caso dell'equilibrio della famiglia dell'Uranio. Quest'ultima questione viene trattata e discussa dal punto di vista generale e analitico: si traccia un metodo per risalire dal confronto tra lo spettro sperimentale dai ranges delle tracce α in emulsione con quello teorico, alla esistenza o meno dell'equilibrio radioattivo.

SUMMARY

The results of a research on the content of elements of Uranium and Thorium family in a lava sample from Mt. Etna are presented.

The nuclear emulsion tecnique has been used.

The principles adopted for the determination of ratio of Uranium to Thorium content in the hypothesis of equilibrium are exposed. The last question is discussed from a general and analytical view, a procedure is shown in order to obtain, from a comparison of experimental spectrum of the alpha tracks in emulsion with theoretical spectrum, the eventual presence of radioactive equilibrium.

BIBLIOGRAFIA

(1) L. Barbera, M. Curatolo, M. Indovina Addario, M. Santangelo: Ann. Geof., 5, 603 (1952).

(2) Van Stijvendael: Bull. Gen. Phys. Nucl., n. 28, 1951; G. Imbò - L. Casertano: *Ann. Geof.*, V, 1952; D. Palumbo: Ann. Geof., in corso di stampa.

(3) R. Coppens: Bull. Soc. Franc. Min. Crist., 73, 217 (1950).

(4) H. Yagoda: *Radioactive Measurements with Nuclear Emulsion* (N. Y. 1949).

(5) E. Picciotto: Bull. Centre Phys. Nucléaire Un. Libre Bruxelles, n. 33 (1952).

S. Milone Tamburino, A. Stella: N. Cim., IX, 253 (1952).

(6) M. Bogaardt e B. Koudijs: Phys. Rev., 87, 1129 (1952).

(7) H. V. Buttlar e F. G. Houtermans: Geoc. et Cosmoc. Acta, 2, 43 (1951).

(8) Landolt-Bornstein: *Zahlenwerte und Funktionen ans Physik 6 Auflage.*

(9) I. Curie: Journ. de Phys. et Rad., 11, 633 (1946).

IL TERREMOTO DELLO HOKKAIDO DEL 4 MARZO 1952

ANTONINO GIRLANDA

Il 4 marzo 1952, in tutte le stazioni della rete sismica italiana, fu registrata una violentissima scossa di terremoto con inizio $01^h\,35^m\,09^s$ ca. a Tolmezzo — stazione più a Nord della rete — e $01^h\,35^m\,29^s$ ca. a Messina — stazione più a Sud della rete stessa —. A Roma l'epicentro fu localizzato nei pressi della costa Est dell'isola di Hokkaido (Giappone), che, infatti, fu successivamente confermata come sede di uno dei più disastrosi terremoti verificatisi in quella zona negli ultimi 50 anni.

Valutato di magnitudo 8¼ a Pasadena, 8.5 a Strasbourg, il terremoto provocò gravissimi danni a Irakawa, Kushiro, Kiritappu, con parecchie centinaia di morti e migliaia di feriti, destando effetti risentiti fino a Sendai (Honshu) a 500 km ca. dalla zona maggiormente colpita. (Stampa).

Le caratteristiche riscontrate dal prof. Caloi in tutte le registrazioni delle stazioni sismiche italiane affluite a Roma, la presenza, anche nelle nitide ed ampie registrazioni ottenute con strumenti di media sensibilità, di chiari esempi di tipi di onde superficiali oggetto di varie ricerche in corso e già eseguite, indussero lo stesso prof. Caloi ad inoltrare in tutto il mondo la richiesta dei sismogrammi, allo scopo di disporre del materiale necessario per uno studio dettagliato. Circa 80 osservatori inviarono cortesemente le loro registrazioni o copie fotografiche.

Oggetto di questa prima nota è la determinazione delle coordinate ipocentrali e del tempo origine.

A tale scopo ho ritenuto conveniente fare uso del metodo impiegato da Caloi e Peronaci [1] nella determinazione dell'ipocentro del terremoto del Turkestan del 2 novembre 1946 e successivamente da altri [2]. Tale metodo presuppone, come è noto, la conoscenza, o la preliminare determinazione, dei valori approssimati degli elementi ricercati. Denotando con (x_0), (y_0), (z_0) i valori approssimati di tre parametri necessari per individuare la posizione di un ipocentro e con (t_0) il valore approssimato del tempo origine, il metodo consente di

determinare, qualora si disponga dei tempi di registrazione delle *P* osservati in un sufficiente numero di stazioni, le corrispondenti correzioni δx_o, δy_o, δz_o, δt_o da apportare a tali valori approssimati per ottenere i valori corretti

$$x_o = (x_o) + \delta x_o \ , \ y_o = (y_o) + \delta y_o \ , \ z_o = (z_o) + \delta z_o \ , \ t_o = (t_o) + \delta t_o \, .$$

Le considerazioni fondamentali sulle quali il metodo è basato sono le seguenti.

Gli elementi di partenza siano tali che le corrispondenti correzioni risultino di un ordine di grandezza per cui sia lecito trascurare i termini di ordine superiore al primo. Denotando con t_r il tempo di propagazione delle *P* relativo alla r-esima stazione, si ha:

$$t_r = f_r(x_o \, , y_o \, , z_o) = f_r\Big((x_o) + \delta x_o \ , \ (y_o) + \delta y_o \ , \ (z_o) + \delta z_o\Big) =$$

$$f_r\Big((x_o) \, , (y_o) \ , (z_o)\Big) + \frac{\partial f_r}{\partial (x_o)} \delta x_o + \frac{\partial f_r}{\partial (y_o)} \delta y_o + \frac{\partial f_r}{\partial (z_o)} \delta z_o \, . \qquad [1]$$

Se T_r è il tempo di registrazione delle *P* (supposto esente da errori di osservazione e di registrazione), il tempo di propagazione sarà dato da

$$t_r = T_r - t_o = T_r - \Big((t_o) + \delta t_o\Big),$$

e la [1] può essere scritta sotto la forma

$$a_r \delta t_o + b_r \delta x_o + c_r \delta y_o + d_r \delta z_o + l_r = 0 \qquad [2]$$

nella quale:

$$a_r = 1 \ , \ b_r = \frac{\partial f_r}{\partial (x_o)} \ , \ c_r = \frac{\partial f_r}{\partial (y_o)} \ , \ d_r = \frac{\partial f_r}{\partial (z_o)} \ , \ l_r =$$

$$= -\left\{T_r - \left[t_o + f_r\Big((x_o) \ , \ (y_o) \ , \ (z_o)\Big)\right]\right\}.$$

Volendo adoperare coordinate geocentriche, basta porre

$$x_o = \lambda_o \ \text{(longitudine)}$$
$$y_o = \Phi_o \ \text{(latitudine geocentrica)},$$

e come terza coordinata si può assumere la profondità h_o. In tal caso, osservando che

TABELLA I

	STAZIONI	(1) (Δ_r)	(2) T_r (01^h+)	(3) $f_r((\lambda_o), (\Phi_o), (h_o))$	(4) $(t_o)_r$ (01^h22^m+)	(5) $\frac{\partial f_r}{\partial(\Delta_r)}$	(6) $-\frac{\partial \Delta_r}{\partial(\lambda_o)}$	(7) $\frac{\partial \Delta_r}{\partial(\Phi_o)}$	(8) b_r	(9) c_r	(10) $\frac{\partial f_r}{\partial (h_o)}$ d_r	(11) l_r
1	College	43° 40.4	30ᵐ 50.ˢ5	08ᵐ 03.ˢ35	47.ˢ15	8.ˢ02	+0.4264105	—0.8169591	—3.419812	—6.552012	—6.ˢ60	—0.246
2	Shillong	45 16.8	31 02.1	08 16.24	45.86	7.94	—0.7369020	+0.0845802	+5.851002	+0.671567	—6.60	+1.044
3	New Delhi . . .	54 25.5	32 12.1	09 26.20	45.90	7.26	—0.7322511	—0.1402035	+5.316143	—1.017877	—6.80	+1.004
4	Resolute Bay . .	56 54.7	32 29.2	09 44.16	45.04	7.02	+0.1998484	—0.9628045	—1.402936	—6.758888	—6.89	+1.864
5	Kiruna	61 59.5	33 04.8	10 19.14	45.66	6.70	—0.2664048	—0.9328622	+1.784912	—6.250177	—7.00	+1.244
6	Upsala	68 45.3	33 48.6	11 02.58	46.02	6.12	—0.3245080	—0.8986061	+1.985989	—5.499469	—7.10	+0.884
7	Mt. Hamilton . .	69 06.3	33 52.1	11 04.74	47.36	6.10	+0.6286622	—0.5267498	—3.834839	—3.213174	—7.10	—0.456
8	Reikjavík . . .	73 04.7	34 15.0	11 28.66	46.34	5.80	—0.0854705	—0.9933086	+0.495729	—5.761190	—7.29	+0.564
9	Boulder City . .	74 12.1	34 22.4	11 35.17	47.23	5.78	+0.6106201	—0.5641556	—3.529384	—3.260819	—7.22	—0.326
10	Praha	77 37.3	34 42.1	11 54.62	47.48	5.50	—0.3788300	—0.8589841	+2.083565	—4.724413	—7.40	—0.576
11	Jena	77 57.6	34 43.1	11 56.48	46.62	5.50	—0.3560570	—0.8764797	+1.958313	—4.820638	—7.40	+0.284
12	Göttingen . . .	78 00.7	34 44.2	11 56.76	47.44	5.48	—0.3422424	—0.8865189	+1.875488	—4.858124	—7.40	+0.664
13	Vienna	78 19.9	34 46.5	11 58.52	47.98	5.47	—0.4024003	—0.8390146	+2.201130	—4.589410	—7.40	—1.076
14	Beograd	79 17.3	34 50.4	12 03.76	46.60	5.37	—0.4489986	—0.7946330	+2.411122	—4.267179	—7.40	+0.404
15	Stuttgart	80 37.1	34 58.5	12 10.88	47.62	5.24	—0.3548776	—0.8773694	+1.859559	—4.597416	—7.40	—0.716
16	Kew	81 16.1	35 02.0	12 14.29	47.71	5.17	—0.2763417	—0.9276080	+1.428687	—4.795733	—7.40	—0.806
17	Strasbourg . . .	81 16.7	35 02.0	12 14.35	47.65	5.17	—0.3467657	—0.8832195	+1.792779	—4.566245	—7.40	—0.746
18	Basel	82 14.0	35 07.2	12 19.29	47.91	5.10	—0.3518858	—0.8795896	+1.794618	—4.485907	—7.40	—1.006
19	Padova	83 11.2	35 10.7	12 24.15	46.55	5.08	—0.3985762	—0.8423577	+2.024767	—4.279177	—7.42	+0.354
20	Chicago	84 17.0	35 15.0	12 29.70	45.30	4.99	+0.4325500	—0.8111151	—2.158424	—4.047464	—7.50	+1.604
21	Helwan	84 46.2	35 20.0	12 32.15	47.85	4.92	—0.5973943	—0.5894978	+2.939180	—2.900329	—7.50	—0.946
22	Roma	85 04.2	35 21.0	12 33.65	47.35	4.90	—0.4183190	—0.8247242	+2.049763	—4.041149	—7.50	—0.446
23	Clermont . . .	85 18.7	35 22.2	12 34.83	47.37	4.90	—0.3311261	—0.8941757	+1.622518	—4.381461	—7.50	—0.466
24	Ottawa	85 45.7	35 23.4	12 37.03	46.37	4.90	+0.3303756	—0.8946800	—1.618840	—4.383932	—7.50	+0.534
25	Messina	86 46.7	35 29.0	12 42.01	46.99	4.83	—0.4602262	—0.7827585	+2.222892	—3.780724	—7.50	—0.086
26	Cleveland . . .	87 02.7	35 30.5	12 43.31	47.19	4.80	+0.3936854	—0.8465662	—1.889690	—4.063518	—7.50	—0.286
27	Cincinnati . . .	87 48.3	35 34.8	12 46.96	47.84	4.80	+0.4276658	—0.8158383	—2.052796	—3.916024	—7.50	—0.936
28	State College . .	89 02.4	35 40.5	12 52.89	47.61	4.70	+0.3711036	—0.8649783	—1.744187	—4.065398	—7.60	—0.706
29	Christchurch . .	89 32.5	35 41.3	12 55.24	46.06	4.70	+0.2617324	+0.9352841	—1.230142	+4.395835	—7.60	+0.844
30	Harvard	89 41.1	35 43.8	12 55.92	47.86	4.70	+0.3141483	—0.9052625	—1.476497	—4.254734	—7.60	—0.956
31	Palisades	90 16.1	35 45.3	12 58.66	46.61	4.67	+0.3399935	—0.8880384	—1.587770	—4.147139	—7.60	+0.294
32	Washington D.C. .	90 59.3	35 49.2	13 02.04	47.16	4.61	+0.3751228	—0.8617949	—1.729316	—3.972874	—7.60	—0.256
33	Algeri Univ. . .	93 15.1	35 58.6	13 12.43	46.17	4.52	—0.3787400	—0.8588984	+1.711905	—3.882221	—7.60	+0.734
				$(t_o) = 01^h22^m46^s.904$								

$$\frac{\partial f_r}{\partial \lambda_o} = \frac{\partial f_r}{\delta \Delta_r} \frac{\partial \Delta_r}{\partial \lambda_o} \quad , \quad \frac{\partial f_r}{\partial \Phi_o} = \frac{\partial f_r}{\partial \Delta_r} \frac{\partial \Delta_r}{\partial \varphi_o} ,$$

dove Δ_r è la distanza dell'epicentro dalla stazione considerata, e tenendo presente la relazione

$$cos\ \Delta_r = sen\ \Phi_r\ sen\ \Phi_o + cos\ \Phi_r\ cos\ \Phi_o\ cos\ (\lambda_r - \lambda_o)\ , \qquad [3]$$

si deduce:

$$b_r = -\frac{\partial f_r}{\partial (\Delta_r)} \frac{cos\ \Phi_r\ cos\ \Phi_o\ sen\ (\lambda_r - \lambda_o)}{sen\ (\Delta_r)} ,$$

$$c_r = \frac{\partial f_r}{\partial (\Delta_r)} \frac{cos\ \Phi_r\ sen\ (\Phi_o)\ cos\ (\lambda_r - (\lambda_o)) - sen\ \Phi_r\ cos\ (\Phi_o)}{sen\ (\Delta_r)} . \qquad [4]$$

Poiché, dato l'ordine di approssimazione conseguibile in base agli elementi che intervengono nella determinazione, è lecito considerare la terra sferica, valendo in tal caso le relazioni:

$$sen\ \alpha_r = \frac{cos\ \Phi_r\ sen\ (\lambda_r - \lambda_o)}{sen\ \Delta_r} ,$$

$$cos\ \alpha_r = \frac{sen\ \Phi_r\ cos\ \Phi_o - cos\ \Phi_r\ sen\ \Phi_o\ cos\ (\lambda_r - \lambda_o)}{sen\ \Delta_r} , \qquad [5]$$

nelle quali α_r è l'azimut della stazione rispetto all'epicentro, i coefficienti b_r e c_r possono essere espressi nella forma:

$$b_r = -\frac{\partial f_r}{\partial (\Delta_r)} cos\ (\Phi_o)\ sen\ (\alpha_r) ,$$

$$c_r = -\frac{\partial f_r}{\partial (\Delta_r)} cos\ (\alpha_r) .$$

La quantità $\frac{\partial f_r}{\partial (\Delta_r)}$ si deduce dalle dromocrone come differenza tra il tempo di tragitto $f_r\left((\Delta_r) + 1^0\ ,\ (h_o)\right)$ e $f_r\left((\Delta_r)\ ,\ (h_o)\right)$, cioè considerando h_o costante — in (h_o) — e incrementando (Δ_r) di un grado; la quantità $\frac{\partial f_r}{\partial (\Delta_r)}$ si deduce ancora dalle dromocrone come differenza tra il tempo di tragitto $f_r\left((\Delta_r)\ ,\ (h_o) + 1\right)$ e $f_r\left((\Delta_r)\ ,\ (h_o)\right)$, cioè considerando costante Δ_r — in (Δ_r) — e incrementando (h_o) di una unità prescelta per la profondità.

Calcolate le quantità b, c, d, l, per ciascuna delle n stazioni a disposizione ($n>4$), si ottiene il sistema di equazioni lineari

$$a_i \delta t_o + b_i \delta \lambda_o + c_i \delta \Phi_o + d_i \delta h_o + l_i = 0 \qquad (i = 1, 2, \ldots, n)$$

che va risolto col metodo dei minimi quadrati, il quale consente di determinare le incognite δt_o, $\delta \lambda_o$, $\delta \Phi_o$. δh_o, soddisfacenti al sistema delle n equazioni

$$a_i \delta t_o + b_i \delta \lambda_o + c_i \delta \Phi_o + d_i \delta h_o + l_i = v_i \qquad (i = 1, 2, \ldots, n)$$

nelle quali le v_i rappresentano i residui dovuti agli errori d'osservazione, con la condizione di minimo per la somma dei quadrati dei residui.

Non ho ritenuto necessario procedere alla determinazione preliminare delle coordinate epicentrali, disponendo dei valori

$$\lambda_o = +143^\circ\ 30' ,$$
$$\varphi_o = +\ 42^\circ\ 30' \text{ (latitudine geografica)}$$

forniti dall'U.S.C.G.S., valori che ho ritenuto sufficientemente approssimati per una buona applicazione del metodo. Per ridurre le cause di errori ho fatto uso di latitudini geocentriche [3].

Dai sismogrammi a disposizione ho potuto rilevare con sufficiente chiarezza i tempi di registrazione delle P in 33 stazioni. Il carattere particolare degli inizi osservati in alcune registrazioni, mi ha indotto in un primo tempo, ad attribuire una certa profondità all'ipocentro. In un primo calcolo ho assunto come profondità quella corrispondente alla colonna 0.00 (km 33 ca.) delle tavole di Jeffreys e Bullen ([4]). I tempi di registrazione delle P, rilevati dai sismogrammi delle stazioni prescelte, concordano notevolmente con i corrispondenti tempi calcolati in base alla dromocrona prescelta, qualora si assuma come tempo origine provvisorio

$$(t_o) = 01^h\, 22^m\, 46^s,9\ .$$

Pertanto ho assunto come valori di partenza per una prima approssimazione i seguenti:

$$(\lambda_o) = +143^\circ\ 30',$$
$$(\Phi_o) = +\ 42^\circ\ 18'\ 27'' \text{ (latitudine geocentrica)},$$
$$(h_o) = \ 33 \text{ km. ca.},$$
$$(t_o) = \ 01^h\, 22^m\, 46^s,9.$$

Dedotti gli elementi necessari per la determinazione dei coefficienti b_i , c_i , d_i , l_i (tabella I), l'applicazione del metodo dei minimi qua-

drati alla risoluzione delle 33 equazioni corrispondenti, condotta seguendo lo schema suggerito da Caloi [5], ha dato i seguenti risultati:

$$\delta\lambda_0 = -0^\circ{,}006853 = -00'{,}41 \ ,$$
$$\delta\Phi_0 = -0^\circ{,}035916 = -02'{,}16 \ ,$$
$$\delta h_0 = -1{,}146384 \text{ (dell'unità prescelta)} \ ,$$
$$\delta t_0 = -8^s{,}59 \ ,$$

con un errore medio dell'unità di peso

$$\varepsilon = \pm 0{,}78935$$

e con i seguenti errori medi dei valori più probabili delle incognite:

$$m\delta\lambda_0 = \pm 0^\circ{,}059049 = \pm 03'{,}54 \ ,$$
$$m\delta\Phi_0 = \pm 0^\circ{,}07156 \ = \pm 04'{,}29 \ ,$$
$$m\delta h_0 = \pm 0{,}51072 \ ,$$
$$m\delta t_0 = \pm 3^s{,}79 \ .$$

Per verifica ho calcolato il valore dello schema [11.4]; tale valore è risultato

$$[11.4] = 18{,}069225 \ ,$$

sensibilmente uguale alla somma dei quadrati dei residui

$$[vv] \ = 18{,}069269 \ ,$$

a conferma dell'esattezza dei calcoli eseguiti.

L'entità e il segno della correzione di profondità, che espressa in km risulta

$$\delta h_0 = -72{,}66 \pm 32{,}37 \ ,$$

è da attribuirsi al fatto che i dati di osservazione non si accordano con l'ipotesi di una profondità apprezzabile: pertanto l'ipocentro è da ritenersi in prossimità della superficie terrestre.

Il metodo applicato in precedenza, notevolmente semplificato, può essere ancora adoperato nel caso in cui la profondità è nulla. Considerazioni analoghe a quelle accennate in precedenza conducono al sistema di equazioni in tre incognite:

$$a_i\,\delta t_0 + b_i\,\delta\lambda_0 + c_i\,\delta\Phi_0 + l_i = 0 \quad (i = 1, 2, \ldots, n) \qquad [6]$$

nelle quali i coefficienti a_i , b_i , c_i , l_i sono espressi come nel caso precedente.

In una seconda determinazione, ho assunto come longitudine e latitudine provvisorie quelle fornite dall'U.S.C.G.S., corrette in base ai

risultati ottenuti nei calcoli precedenti. I tempi di registrazione delle *P* rilevati dai sismogrammi delle 33 stazioni e adoperati nel calcolo precedente, sono in ottimo accordo con i corrispondenti tempi calcolati in base alla dromocrona relativa alla profondità nulla (colonna « surface » delle tabelle di Jeffreys e Bullen) qualora si assuma come tempo origine

$$(t_0) = 01^h\,22^m\,41^s{,}59 \ .$$

Pertanto, i valori assunti come elementi di partenza nella seconda approssimazione sono:

$$(\lambda_0) = \pm\ 143^\circ\,30' \ ,$$
$$(\Phi_0) = \pm\ \ 42^\circ\,16' \ ,$$
$$(\ t_0) = \quad 01^h\,22^m\,41^s{,}59 \ .$$

Gli elementi necessari per la determinazione dei coefficienti b_i , c_i , l_i sono in parte contenuti, unitamente ai coefficienti stessi, nella tabella II, nella quale i valori riportati nelle colonne [3], [4], [5], [10], spinti oltre la prima cifra decimale, hanno significato solo per il procedimento di calcolo.

La risoluzione del sistema [6] mi ha condotto ai seguenti valori più probabili delle incognite:

$$\delta\lambda_0 = +\,0^\circ{,}000825 = +\,00''{,}3 \ ,$$
$$\delta\Phi_0 = -\,0^\circ{,}022562 = -\,01'\,21''{,}2 \ ,$$
$$\delta t_0 = -\,0^s{,}09 \ ,$$

con l'errore medio dell'unità di peso

$$\varepsilon = \pm\ 0{,}816828$$

e con i seguenti errori medi dei valori più probabili delle incognite:

$$m\delta\lambda_0 = \pm\ 0^\circ{,}059827 = \pm\ 03'\,35''{,}4 \ ,$$
$$m\delta\Phi_0 = \pm\ 0^\circ{,}072085 = \pm\ 04'\,19''{,}5 \ ,$$
$$m\delta t_0 = \pm\ 0^s{,}33 \ .$$

Ho infine ottenuto:

$$[11.3] = 20{,}0162$$
$$[vv] \ \ = 20{,}0175$$

come conferma dell'esattezza dei calcoli.

L'entità delle correzioni risultanti dagli ultimi calcoli, rendono superflua una ulteriore approssimazione. Pertanto i valori più proba-

Tabella II

	STAZIONI	(1) (Δ_r)	(2) T_r (01^h+)	(3) $f_r((\lambda_o),(\Phi_o))$	(4) $(t_o)_r$ (01^h+22^m)	(5) $\frac{\partial f_r}{\partial(\Delta_r)}$	(6) $-\frac{\partial \Delta_r}{\partial(\lambda_o)}$	(7) $\frac{\partial \Delta_r}{\partial(\Phi_o)}$	(8) b_r	(9) c_r	(10) l_r
1	College	43° 41.61	30m 50.s5	08m 08.s32	42.s18	8.s10	+0.4264234	−0.8171996	−3.4540295	−6.6193168	−0.588
2	Shillong	45 16.47	31 02.1	08 21.07	41.03	7.90	−0.7374402	+0.0838855	+5.8257776	+0.6626955	+0.562
3	New Delhi . . .	54 25.83	32 12.1	09 31.19	40.91	7.31	−0.7326646	−0.1406987	+5.3557782	−1.0285075	+0.682
4	Resolute Bay . .	56 57.10	32 29.2	09 49.45	39.75	7.01	+0.1998855	−0.9628232	−1.4011974	−6.7493906	+1.842
5	Kiruna	62 01.60	33 04.8	10 24.48	40.32	6.60	−0.2664889	−0.9329312	+1.7588267	−6.1573459	+1.272
6	Upsala	68 47.48	33 48.6	11 08.02	40.58	6.11	−0.3246361	−0.8986557	+1.9835266	−5.4907863	+1.012
7	Mt. Hamilton . .	69 07.64	33 52.1	11 10.08	42.02	6.10	+0.6289671	−0.5269355	−3.8366993	−3.2143066	−0.428
8	Reikjavík . . .	73 07.15	34 15.0	11 34.09	40.91	5.80	−0.0855072	−0.9933091	+0.4959418	−5.7611928	+0.682
9	Boulder City . .	74 13.47	34 22.4	11 40.50	41.90	5.78	+0.6109446	−0.5642913	−3.5312598	−3.2616037	−0.308
10	Praha	77 39.44	34 42.1	11 59.92	42.18	5.50	−0.3790189	−0.8590143	+2.0846039	−4.7245786	−0.588
11	Jena	77 59.81	34 43.1	12 01.78	41.32	5.50	−0.3562352	−0.8765037	+1.9592936	−4.8207703	+0.272
12	Göttingen . . .	78 02.88	34 44.2	12 02.06	42.14	5.50	−0.3424153	−0.8865451	+1.8832841	−4.8759981	−0.548
13	Vienna	78 21.95	34 46.5	12 03.81	42.69	5.47	−0.4026061	−0.8390489	+2.2022554	−4.5895975	−1.098
14	Beograd	79 19.28	34 50.4	12 09.04	41.36	5.36	−0.4492391	−0.7946804	+2.4079216	−4.2594869	+0.232
15	Stuttgart	80 39.28	34 58.5	12 16.17	42.33	5.23	−0.3550692	−0.8773948	+1.8570119	−4.5887748	−0.738
16	Kew	81 18.35	35 02.0	12 19.59	42.41	5.20	−0.2764906	−0.9276189	+1.4377511	−4.8236183	−0.818
17	Strasbourg . . .	81 18.88	35 02.0	12 19.64	42.36	5.20	−0.3469584	−0.8832498	+1.8041837	−4.5928990	−0.768
18	Basel	82 16.15	35 07.2	12 24.60	42.60	5.17	−0.3520822	−0.8796092	+1.8202650	−4.5475796	−1.008
19	Padova	83 11.31	35 10.7	12 29.36	41.34	5.08	−0.3988025	−0.8423779	+2.0259167	−4.2792797	+0.252
20	Chicago	84 18.94	35 15.0	12 35.08	39.92	5.00	+0.4328033	−0.8111379	−2.1640165	−4.0556895	+1.672
21	Helwan	84 47.64	35 20.0	12 37.47	42.53	5.00	−0.5977549	−0.5895386	+2.9887745	−2.9476930	−0.938
22	Roma	85 06.34	35 21.0	12 39.03	41.97	4.99	−0.4185646	−0.8247358	+2.0886374	−4.1154316	−0.378
23	Clermont . . .	85 20.90	35 22.2	12 40.24	41.96	4.97	−0.3313194	−0.8941787	+1.6466574	−4.4440681	−0.368
24	Ottawa	85 47.93	35 23.4	12 42.49	40.91	4.92	+0.3305695	−0.8946799	−1.6264019	−4.4018251	+0.682
25	Messina	86 48.64	35 29.0	12 47.47	41.53	4.82	−0.4605056	−0.7827698	+2.2196370	−3.7729504	+0.062
26	Cleveland . . .	87 04.76	35 30.5	12 48.78	41.72	4.80	+0.3939251	−0.8465718	−1.8908405	−4.0635446	−0.128
27	Cincinnati . . .	87 50.26	35 34.8	12 52.42	42.38	4.80	+0.4279273	−0.8158381	−2.0540510	−3.9160229	−0.788
28	State College . .	89 04.52	35 40.5	12 58.35	42.15	4.70	+0.3713375	−0.8649772	−1.7452863	−4.0653928	−0.558
29	Christchurch . .	89 30.28	35 41.3	13 00.37	40.93	4.65	+0.2619014	+0.9352799	−1.2178415	+4.3490515	+0.662
30	Harvard	89 43.31	25 43.8	13 01.39	42.41	4.63	+0.3143465	−0.9052532	−1.4554243	−4.1913223	−0.818
31	Palisades	90 18.23	35 45.3	13 04.10	41.20	4.60	+0.3402123	−0.8880334	−1.5640766	−4.0849536	+0.392
32	Washington D.C. .	91 01.41	35 49.2	13 07.41	41.79	4.60	+0.3753658	−0.8617851	−1.7966827	−3.9642115	−0.198
33	Algeri Univ. . .	93 17.15	35 58.6	13 17.81	40.79	4.60	−0.3789948	−0.8588824	−1.7433761	−3.9508590	+0.802

$(t_o) = 01^h 22^m 41^s.592$

bili della longitudine, della latitudine geocentrica e del tempo origine del terremoto oggetto di questo studio sono i seguenti:

$$\lambda_0 = +\,143^\circ\,30'\,00'',3 \pm 03'\,35'',4\ ,$$
$$\Phi_0 = +\ \ 42^\circ\,14'\,38'',8 \pm 04'\,19'',5\ ,$$
$$t_0 = \quad 01^h\,22^m\,41^s,5 \pm 0^s,3\ .$$

Istituto Nazionale di Geofisica — Osserv. di Messina — Aprile 1953.

RIASSUNTO

Viene iniziato lo studio del terremoto dell'isola di Hokkaido del 4 marzo 1952. Servendosi del metodo Caloi - Peronaci, vengono determinate le coordinate ipocentrali e il tempo origine, con i tempi di registrazione delle P *rilevati nei sismogrammi di 33 stazioni.*

SUMMARY

We start here a study concerning the earthquake befallen in the Isle of Hokkaido on 4th March 1952.

By means of Caloi - Peronaci method, the hypocentral co-ordinates and the origin time are determined by the record times of the P *remarked in the seismogramms of 33 stations.*

BIBLIOGRAFIA

(1) Caloi P. - Peronaci F.: *Il Terremoto del Turkestan del 2 novembre 1946.* Annali di Geofisica, vol. I, n. 2, 1948, pag. 246.

(2) Marcelli L. - Pannocchia G.: *Terremoto della cresta mediana atlantica del 24 aprile 1947.* Annali di Geofisica, vol. I, n. 4, 1948, pag. 570.

Di Filippo D.: *Il terremoto delle Azzorre del 25 novembre 1941.* Annali di Geofisica, vol. II, n. 3, 1949, pag. 400.

(3) Gutenberg B. - Richter C. F.: *Advantages of using geocentric latitude in calculating distances.* Gerlands Beitrage zur Geophysik, Band 40, 1933 (380-389).

(4) Jeffreys H. and Bullen K. E.: *Seismological Tables.* British Association for the Advancement of Science, Gray-Milne Trust, 1940.

(5) Caloi P.: *Caratteristiche sismiche fondamentali dell'Europa centrale quali risultano dallo studio di 17 terremoti centro-europei.* Bollettino della Società Sismologica Italiana, vol. XL, n. 3-4, 1942.

UNA EQUAZIONE DI STATO PER I SOLIDI

P. E. Valle

Introduzione. — La teoria classica dei solidi è stata sviluppata principalmente da Einstein, Debye, Grüneisen e Born.

In questa teoria l'energia interna di un solido è costituita dall'energia d'interazione fra le particelle e dall'energia di agitazione termica.

Se il solido è isotropo, omogeneo, di tipo monoatomico, l'energia di agitazione termica può essere identificata con l'energia di un sistema di onde longitudinali e trasversali, la cui lunghezza però non può superare il doppio della distanza tra due particelle.

Una pressione esterna, di tipo idrostatico, che agisca sul solido, viene equilibrata dalla pressione interna dovuta all'interazione fra le particelle e dalla pressione di radiazione del sistema di onde che rappresenta l'agitazione termica. Questa ricerca costituisce uno sforzo per valutare la pressione dovuta all'interazione fra le particelle di un solido, rimanendo nel quadro della teoria classica.

Teoria. — Le frequenze massime delle onde longitudinali e trasversali relative ad un solido isotropo ed omogeneo sono date da (1-2-3-4)

$$\nu_m = v_m \left(\frac{3N}{4\pi A} \right)^{1/3} \varrho^{1/3} \qquad (m = l, t) \qquad [1]$$

dove v_m è la velocità dell'onda, N il numero d'Avogadro, A il peso atomico e ϱ la densità.

Le temperature caratteristiche sono

$$\Theta_m = \frac{h\,\nu_m}{k} \qquad (m = l, t) \qquad [2]$$

in cui h è la costante di Planck e k la costante di Boltzmann.

Nella teoria di Debye si ha una sola frequenza massima ν_D, espressa da

$$\nu_D = \left(\frac{1}{v_l^3} + \frac{2}{v_t^3} \right)^{-1/3} \left(\frac{9N}{4\pi A} \right)^{1/3} \varrho^{1/3} \qquad [3]$$

e quindi una sola temperatura caratteristica

$$\Theta_D = \frac{h\,\nu_D}{k} \qquad [4]$$

Si può facilmente dedurre dalle [1] , [2] , [3] e [4] che

$$\frac{3}{\Theta^3} = \frac{1}{\Theta_l^3} + \frac{2}{\Theta_t^3} \qquad [5]$$

Le energie termiche U_m hanno la forma (1-2-3-4)

$$U_m = \frac{R\,T}{A} D\,(X_m) \qquad (m = l, t) \qquad [6]$$

in cui

$$X_m = \frac{\Theta_m}{T} \qquad [7]$$

e $D(X_m)$ è la funzione di Debye definita da

$$D\,(X_m) = \frac{3}{X^3{}_m} \int_0^{X_m} \frac{\xi^3\,d\,\xi}{e^{\xi} - 1} + \frac{3}{8} X_m \qquad [8]$$

Le entropie S_m si possono esprimere mediante le relazioni

$$S_m = -\frac{R}{A} \log\,(e^{X_m} - 1) + \frac{4\,R}{A\,X^3{}_m} \int_0^{X_m} \frac{\xi^3\,e^{\xi}}{e^{\xi} - 1}\,d\,\xi \quad (m = l\,,\,t) \qquad [9]$$

Se U ed S sono l'energia interna e l'entropia complessive, si avrà

$$U = \Sigma\,U_m \qquad S = \Sigma\,S_m \qquad (m = l, t, t) \qquad [10]$$

L'equazione di stato può essere scritta nella forma (1-2-5-6)

$$p = f\,(\varrho) + \varrho\,\Sigma\,\gamma_m\,U_m \qquad (m = l, t, t) \qquad [11]$$

nella quale p è la pressione, $f(\varrho)$ è la pressione interna dovuta all'interazione tra le particelle e γ_m è dato da

$$\gamma_m = \frac{\partial\,\log\,(v_m\,\varrho^{1/3})}{\partial\,\log\,\varrho} \qquad (m = l, t) \qquad [12]$$

In questa teoria le costanti elastiche, che determinano le frequenze delle onde di agitazione termica, dipendono soltanto dalle forze interatomiche. Pertanto tali costanti dovranno essere valutate in modo da non implicare variazioni delle energie di agitazione termica, e dovranno inoltre risultare indipendenti dalle energie termiche stesse.

Dato che l'equazione di stato [11] è valida soltanto per variazioni isotrope ed omogenee di volume, è necessario prendere in considerazione l'incompressibilità K, la quale è legata alla velocità delle onde longitudinali e trasversali dall'espressione

$$\frac{K}{\varrho} = v_l^2 - \frac{4}{3} v_t^2 \qquad [13]$$

La valutazione di K dovrà essere effettuata mediante la relazione

$$K = \varrho \left(\frac{\partial p}{\partial \varrho} \right)_{U_l ,\, U_t} \qquad [14]$$

e dovranno essere soddisfatte le condizioni

$$\left(\frac{\partial K}{\partial U_l} \right)_{\varrho ,\, U_t} = 0 \quad , \quad \left(\frac{\partial K}{\partial U_t} \right)_{\varrho ,\, U_l} = 0 \qquad [15]$$

Dall'equazione di stato, dalle [14] e [15] si ha

$$K = \varrho \frac{d f}{d \varrho} \qquad [16]$$

e

$$\begin{aligned} \varrho \gamma_l &= \varrho_o \gamma_{ol} \\ \varrho \gamma_t &= \varrho_o \gamma_{ot} \end{aligned} \qquad [17]$$

dove ϱ_o, γ_{ol}, γ_{ot} sono certi valori iniziali di queste quantità.

Sostituendo poi le espressioni di γ_m date dalle [12], nelle [17] si ottiene

$$\varrho \frac{d \log (v_l \varrho^{1/3})}{d \log \varrho} = \gamma_{ol} \varrho_o \quad , \quad \varrho \frac{d \log (v_t \varrho^{1/3})}{d \log \varrho} = \gamma_{ot} \varrho_o$$

le quali integrate forniscono subito

$$v_l = v_{ol} \left(\frac{\varrho^o}{\varrho} \right)^{1/3} e^{\gamma_{ol} \left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho} \right)} \quad , \quad v_t = v_{ot} \left(\frac{\varrho_o}{\varrho} \right)^{1/3} e^{\gamma_{ot} \left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho} \right)} \qquad [18]$$

Pertanto le velocità delle onde elastiche di agitazione termica dipendono soltanto dalla distanza media tra le particelle del solido. Le relazioni [18] possono avere un certo interesse per le ricerche geofisiche.

Le frequenze massime di un solido si possono ottenere combinando le [18] con le [1].

Si avrà

$$\nu_m = \nu_{om}\, e^{\gamma_{om}\left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho}\right)} \qquad [19]$$

Allo scopo di valutare la pressione interna dovuta all'interazione tra le particelle, conviene dedurre un'espressione di K.

Dalle equazioni [13] e [18] si ha

$$\frac{K}{\varrho} = \left(\frac{\varrho_o}{\varrho}\right)^{2/3} \left[v_{ol}^2 e^{2\gamma_{ol}\left(1 - \frac{\varrho^o}{\varrho}\right)} - \frac{4}{3} v_{ot}^2 e^{2\gamma_{ot}\left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho}\right)} \right]$$

la quale può essere scritta nella forma

$$K = K_o\, \varphi \left(\frac{\varrho}{\varrho_o}\right)^{1/3} e^{2\gamma_{ol}\left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho}\right)} \qquad [20]$$

dove

$$K_o = \varrho_o \left(v_{ol}^2 - \frac{4}{3} v_{ot}^2 \right)$$

e

$$\varphi = \frac{1 - a^2 e^{2(\gamma_{ot} - \gamma_{ol})\left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho}\right)}}{1 - a^2} \qquad [21]$$

con

$$a^2 = \frac{4}{3} \frac{v_{ot}^2}{v_{ol}^2} \qquad [22]$$

Poiché è da ritenere che i valori di γ_{ol} e γ_{ot} siano assai prossimi

$$\varphi = e^{\frac{2a^2}{1 - a^2}(\gamma_{ol} - \gamma_{ot})\left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho}\right)}$$

e quindi l'equazione [20] diviene

$$K = K_o \left(\frac{\varrho}{\varrho_o}\right)^{1/3} e^{2\Gamma\left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho}\right)} \qquad [23]$$

dove si è posto

$$\Gamma = \gamma_{ol} + \frac{a^2}{1 - a^2} (\gamma_{ol} - \gamma_{ot}) \qquad [24]$$

È possibile ora valutare la pressione interna $f(\varrho)$.
Dalla relazione [16] si ha

$$f(\varrho) - f(\varrho_o) = \int_{\varrho_o}^{\varrho} \frac{K}{\varrho} d\varrho$$

o anche, tenuto conto della [23],

$$f(\varrho) - f(\varrho_o) = K_o \int_1^{\frac{\varrho}{\varrho_o}} \left(\frac{\varrho_o}{\varrho}\right)^{2/3} e^{2\Gamma\left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho}\right)} d\left(\frac{\varrho}{\varrho_o}\right) \qquad [25]$$

L'integrale a secondo membro della [25] può essere scritto nella forma

$$e^{2\Gamma} (2\Gamma)^{1/3} \int_{\frac{1}{2\Gamma}}^{\frac{1}{2\Gamma}\frac{\varrho}{\varrho_o}} \xi^{-2/3} e^{-\frac{1}{\xi}} d\xi$$

e quindi la [25] diviene

$$f(\varrho) - f(\varrho_o) = K_o e^{2\Gamma} (2\Gamma)^{1/3} \left[F\left(\frac{1}{2\Gamma}\frac{\varrho}{\varrho_o}\right) - F\left(\frac{1}{2\Gamma}\right)\right] \qquad [26]$$

dove

$$F\left(\frac{1}{2\Gamma}\frac{\varrho}{\varrho_o}\right) - F\left(\frac{1}{2\Gamma}\right) = \int_{\frac{1}{2\Gamma}}^{\frac{1}{2\Gamma}\frac{\varrho}{\varrho_o}} \xi^{-\frac{2}{3}} e^{-\frac{1}{\xi}} d\xi \qquad [27]$$

La forma definitiva dell'equazione di stato risulta pertanto la seguente

$$p - p_o = K_o e^{2\Gamma} (2\Gamma)^{1/3} \left[F\left(\frac{1}{2\Gamma}\frac{\varrho}{\varrho_o}\right) - F\left(\frac{1}{2\Gamma}\right)\right] + \qquad [28]$$
$$+ \varrho_o \gamma_{ol} (U_l - U_{ol}) + 2 \varrho_o \gamma_{ot} (U_t - U_{ot})$$

nella quale l'indice zero si riferisce ad un certo stato iniziale del solido.

È utile valutare alcune grandezze termodinamiche. Il calore specifico a volume costante è dato da

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_\varrho \qquad [29]$$

o anche

$$C_v = \Sigma\, C_{vm} \qquad (m = l, t, t) \qquad [30]$$

in cui

$$C_{vm} = \frac{3\,R}{A}\left[\frac{4}{X^3{}_m}\int_o^{X_m}\frac{\xi^3\, d\,\xi}{e^{\xi}-1} - \frac{X_m}{e^{X_m}-1}\right] \qquad [31]$$

Dall'equazione di stato si ha subito

$$\alpha\, K_T = \left(\frac{\partial\, p}{\partial\, T}\right)_\varrho = \varrho_o\,(\gamma_{ol}\, C_{vl} + 2\,\gamma_{ot}\, C_{vt}) \qquad [32]$$

nella quale K_T è l'incompressibilità isoterma e α la dilatazione termica.

L'espressione [32] è nota sotto il nome di « legge di Grüneisen ». Dato che l'incompressibilità isoterma è data da

$$K_T = \varrho\left(\frac{\partial\, p}{\partial\, \varrho}\right)_T \qquad [33]$$

dall'equazione di stato consegue

$$K_T = K + \varrho_o\, \varrho\, \Sigma\, \gamma_{om}\left(\frac{\partial\, U_m}{\partial\, \varrho}\right)_T \qquad (m = l, t, t) \qquad [34]$$

che, con qualche passaggio, si può porre nella forma

$$K_T = K + \varrho\left(\frac{\varrho_o}{\varrho}\right)^2 \Sigma\, \gamma^2_{om}\, T\left(\frac{R}{A} D\,(X_m) - C_{vm}\right) \qquad (m = l, t, t) \qquad [35]$$

Se la temperatura T è maggiore delle temperature caratteristiche, allora è praticamente

$$\frac{R}{A} D\,(X_m) - C_{vm} = 0 \qquad [36]$$

e quindi

$$K_T = K$$

Le espressioni [23], [28] e [32] divengono in questo caso

$$K_T = K_{oT}\left(\frac{\varrho}{\varrho_o}\right)^{1/3} e^{2\Gamma\left(1-\frac{\varrho_o}{\varrho}\right)} \qquad [23']$$

$$p - p_o = K_{oT}\, e^{2\Gamma} (2\Gamma)^{1/3}\left[F\left(\frac{1}{2\Gamma}\frac{\varrho}{\varrho_o}\right) - F\left(\frac{1}{2\Gamma}\right)\right] + \frac{3\varrho_o\gamma_o R}{A}(T - T_o) \qquad [28']$$

$$\alpha K_T = \frac{3\varrho_o\gamma_o R}{A} \qquad [32']$$

dove

$$\gamma_o = \frac{\gamma_{ol} + 2\gamma_{ot}}{3} \qquad [37]$$

Quindi, se la temperatura è alta, le velocità v_m delle onde elastiche si identificano con le velocità isoterme. Dato poi che la rigidità adiabatica è uguale alla rigidità isoterma, la velocità delle onde trasversali v_t coincide anche con la velocità adiabatica. Se invece la temperatura è inferiore alle temperature caratteristiche, la quantità

$$\Sigma\,\gamma_{om}^2\, T\left(\frac{R}{A} D(X_m) - C_{vm}\right)$$

cresce al crescere di X_m. Per $X_m \rightarrow \infty$ si ha

$$K_T = K + \frac{3}{8}\frac{R}{A}\varrho\left(\frac{\varrho_o}{\varrho}\right)^2 \Sigma\,\gamma_{om}^2\,\Theta_m \qquad (m = l, t, t) \qquad [38]$$

Il secondo termine a secondo membro della [38] è dovuto all'agitazione termica delle particelle allo zero assoluto, ma in generale sarà piuttosto piccolo.

Dalla teoria sviluppata in questo paragrafo, si possono dedurre diverse relazioni termodinamiche. Si ha per es. ad alte temperature

$$\frac{1}{\alpha\beta_T}\left(\frac{\partial\beta_T}{\partial T}\right)_P = \frac{1}{\alpha^2}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial K_T}{\partial P}\right)_T \qquad [39]$$

in cui

$$\left(\frac{\partial K_T}{\partial p}\right)_T = \frac{1}{3} + 2\Gamma\frac{\varrho_o}{\varrho} \qquad [40]$$

e β_T rappresenta la compressibilità isoterma.

Confronto con le misure di compressione. — Le misure di compressione effettuate da Bridgman ([8-9]), consentono un confronto della teoria con i risultati sperimentali.

A questo scopo sono stati presi in considerazione i metalli alcalini litio, sodio e potassio, i quali posseggono un'alta compressibilità

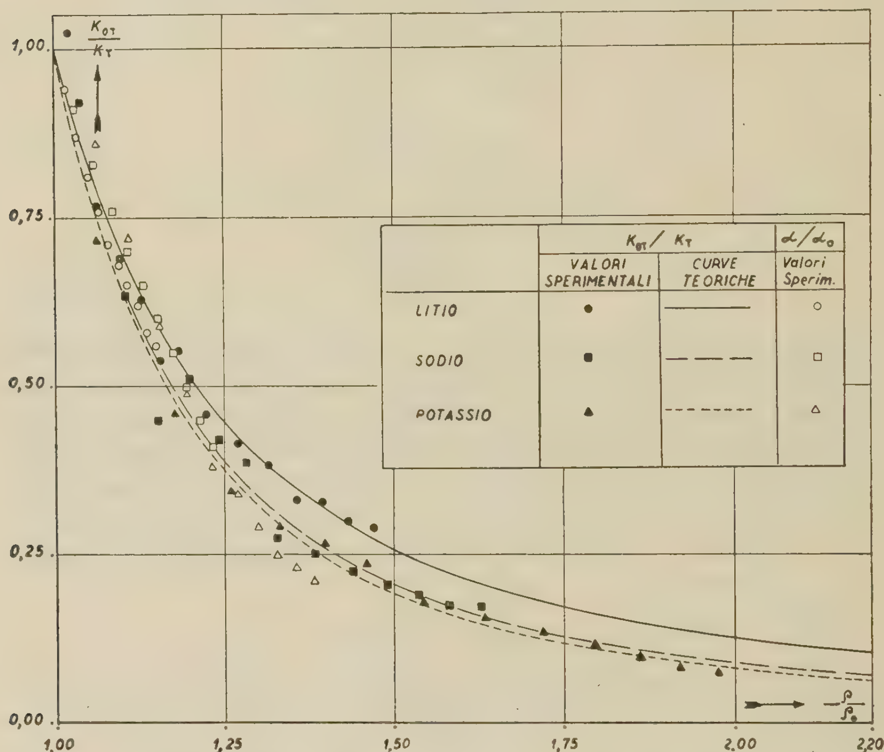


Fig. 1 - Compressibilità isoterma e dilatazione termica dei metalli alcalini.

e non presentano transizioni polimorfiche almeno fino alla pressione di 100.000 Kg/cm^2.

Le misure effettuate da Bridgman fino a 100.000 Kg/cm^2, partono da 25.000 Kg/cm^2. Nella tabella 1 sono contenuti i volumi relativi del litio, sodio e potassio da 30.000 a 100.000 Kg/cm^2 e gli analoghi volumi da zero a 30.000 Kg/cm^2, ottenuti da Bridgman con un differente dispositivo sperimentale. I due gruppi di misure si raccordano in modo abbastanza soddisfacente. I dati contenuti nella tabella 1 si riferiscono alla temperatura ambiente.

In condizioni isoterme, trascurando i termini che dipendono dalle energie termiche, l'equazione di stato si riduce a

$$p = K_{oT}\, e^{2\Gamma} (2\Gamma)^{1/3} \left[F\left(\frac{1}{2\Gamma}\, \frac{\varrho}{\varrho_o}\right) - F\left(\frac{1}{2\Gamma}\right) \right] \qquad [41]$$

e l'incompressibilità isoterma è data da

$$K_T = K_{oT} \left(\frac{\varrho}{\varrho_o}\right)^{1/3} e^{2\Gamma\left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho}\right)} \qquad [42]$$

dove l'indice zero si riferisce allo zero della pressione e alla temperatura ambiente.

Per effettuare il confronto della equazione [42] con i dati sperimentali è necessario valutare K_{oT} e $2\,\Gamma$*. I valori medi di K_T possono essere dedotti dai dati contenuti nella tabella 1.

TABELLA 1

Volumi relativi dei metalli alcalini Li, Na, K a temperatura ambiente fino a 100.000 Kg/cm²

p ($10^3\, Kg\, cm^{-2}$)	v/v_o		
	Li	Na	K
5	0.957	0.929	0,884
10	0.926	0.883	0.817
15	0.899	0.852	0.770
20	0.875	0.818	0.732
25	0.855	0.791	0.699
30	0.835	0.767	0.671
30	0.833	0.770	0.668
40	0.801	0.737	0.628
50	0.773	0.708	0.595
60	0.748	0.683	0.568
70	0.727	0.661	0.546
80	0.707	0.641	0.528
90	0.689	0.623	0.513
100	0.672	0.606	0.500

* Una stima approssimata della temperatura di Debye, alla temperatura ambiente e alla pressione zero, ha fornito per il litio $\Theta_D = 430°$ K, per il sodio $\Theta_D = 190°$ K e per il potassio $\Theta_D = 110°$ K. Pertanto i dati sperimentali del litio si riferiscono ad una temperatura inferiore alla temperatura di Debye.

Le temperature di Debye del sodio e del potassio si avvicinano alla temperatura ambiente verso i 100.000 Kg/cm².

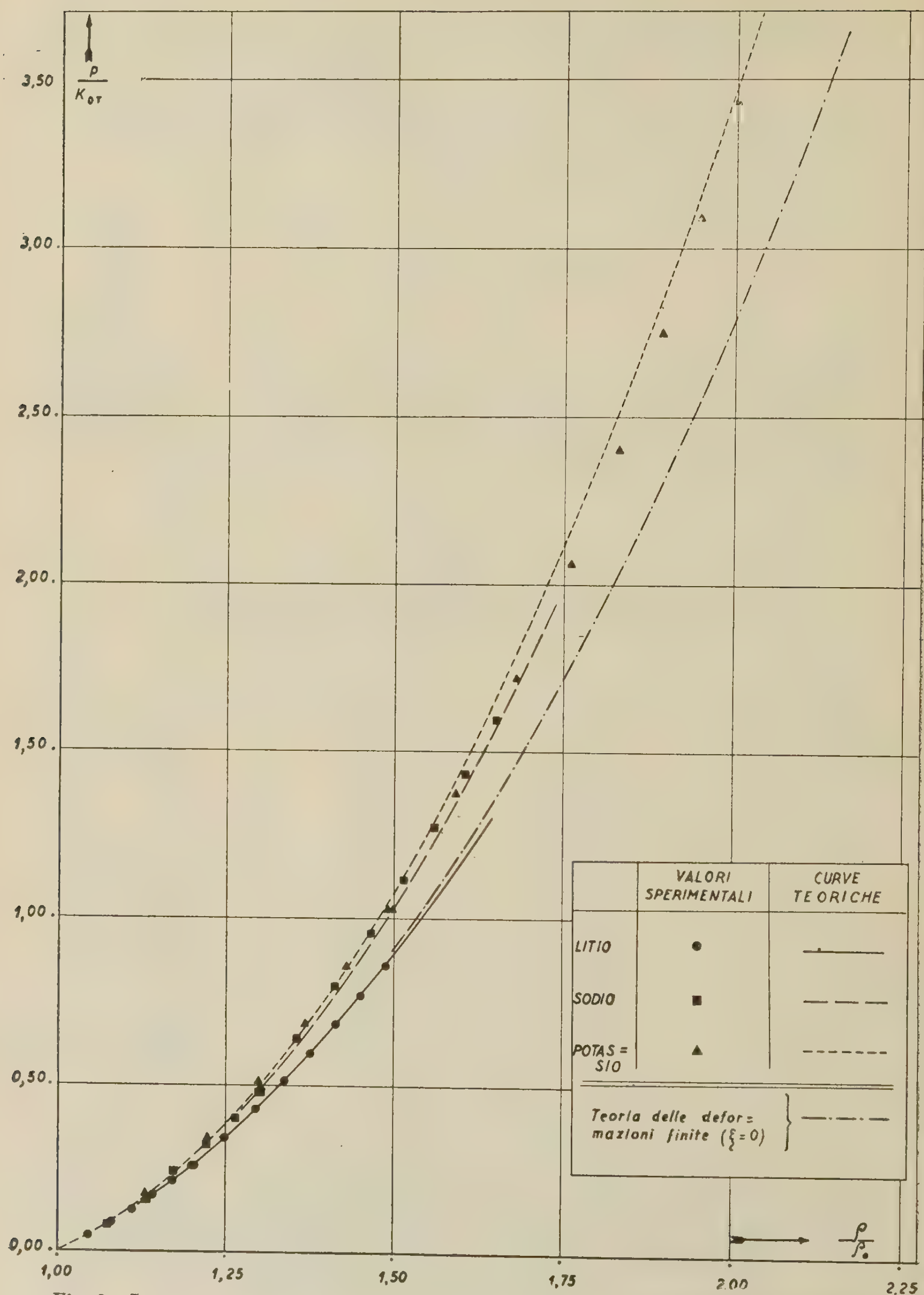


Fig. 2 - Isoterme dei metalli alcalini fino a 100.000 kg/cm² a temperatura ambiente.

Si ha

$$K_T\left(\frac{\varrho_0}{\varrho}\right) = -\frac{v}{v_0}\frac{\Delta p}{\frac{v_2}{v_0}-\frac{v_1}{v_0}} \qquad [43]$$

dove

$$\frac{\varrho_0}{\varrho} = \frac{v}{v_0} = \frac{1}{2}\left(\frac{v_1}{v_0}+\frac{v_2}{v_0}\right)$$

L'equazione [42] può essere anche scritta nella forma

$$log\ K_T + \frac{1}{3}\ log\ \frac{\varrho_0}{\varrho} = log\ K_{T_0} + \left(1-\frac{\varrho_0}{\varrho}\right) 2\,\Gamma$$

Sostituendo in questa relazione i valori numerici di K_T e ϱ_0/ϱ ottenuti dalla tabella 1 mediante le [43], si ottiene un sistema di equazioni per determinare K_{oT} e Γ. Tale sistema di equazioni è stato risolto col metodo dei minimi quadrati. I risultati del calcolo sono contenuti nella tabella 2.

TABELLA 2

Incompressibilità isoterma iniziale e parametro 2 Γ per i metalli alcalini Li, Na, K.

Li		Na		K	
$2\,\Gamma$	K_{oT} ($10^4\ Kg\ cm^{-2}$)	$2\,\Gamma$	K_{oT} ($10^4\ Kg\ cm^{-2}$)	$2\,\Gamma$	K_{oT} ($10^4\ Kg\ cm^{-2}$)
3,645 ± 0,155	11,67 ± 0,37	4,345 ± 0,242	6,26 ± 0,40	4,526 ± 0,166	2,91 ± 0,17

La tabella 3 contiene la quantità K_{oT}/K_T in funzione del volume relativo.

TABELLA 3

Compressibilità isoterme relative dei metalli alcalini Li, Na, K.

Li		Na		K	
v/v_0	K_{oT}/K_T	v/v_0	K_{oT}/K_T	v/v_0	K_{oT}/K_T
0.9785	1.025	0.9645	0.922	0.9420	0.717
0.9415	0.769	0.9060	0.636	0.8505	0.459
0.9125	0.690_5	0.8675	0.447	0.7935	0.345
0.8870	0.631	0.8350	0.510	0.7510	0.294_5
0.8650	0.540	0.8045	0.420	0.7155	0.268
0.8450	0.553	0.7790	0.386	0.6850	0.238
0.8170	0.457	0.7535	0.274	0.6480	0.180
0.7870	0.415	0.7225	0.251	0.6115	0.157
0.7605	0.384	0.6955	0.225	0.5815	0.135
0.7375	0.332	0.6720	0.205	0.5570	0.115
0.7170	0.325_5	0.6510	0.192	0.5370	0.098
0.6980	0.301	0.6320	0.178	0.5205	0.084
0.6805	0.291_5	0.6145	0.173	0.5065	0.075

Il confronto tra le curve teoriche di K_{oT}/K_T in funzione di ϱ/ϱ_o, calcolate mediante la [42] con i valori Γ della tabella 2, e i valori sperimentali è mostrato nella fig. 1.

Questa figura contiene anche i valori di α/α_o, che Birch (7) ha ricavato dalle misure effettuate da Bridgman tra 0° C e 95° C (10).

Tali valori sono elencati nella tabella 4.

TABELLA 4

Effetto della pressione sulla dilatazione termica.

p (10^3 *Kg cm*$^{-2}$)	Li		Na		K	
	v/v_o	α/α_o	v/v_o	α/α_o	v/v_o	α/α_o
2	0.9836	0.94	0.9705	0.91	0.9429	0.86
4	0.9680	0.87	0.9448	0.83	0.8998	0.72
6	0.9534	0.81	0.9221	0.76	0.8653	0.59
8	0.9394	0.76	0.9019	0.70	0.8360	0.49
10	0.9261	0.71	0.8835	0.65	0.8110	0.38
12	0.9134	0.68	0.8668	0.60	0.7892	0.34
14	0.9016	0.65	0.8512	0.55	0.7700	0.29
16	0.8906	0.62	0.8368	0.50	0.7528	0.25
18	0.8802	0.58	0.8233	0.45	0.7374	0.23
20	0.8704	0.56	0.8106	0.41	0,7233	0.21

Allo scopo di confrontare l'equazione di stato [41] con i dati della tabella 1, è stata calcolata l'espressione

$$F\left(\frac{1}{2\Gamma}\frac{\varrho}{\varrho_o}\right) - F\left(\frac{1}{2\Gamma}\right)$$

Le curve teoriche di p/K_{oT} in funzione di ϱ/ϱ_o, sono contenute nella fig. 2, in cui sono stati riportati anche i valori sperimentali.

A titolo di confronto la fig. 2 contiene inoltre la curva teorica di p/K_{oT}, quale risulta dalla teoria delle deformazioni finite di Murnaghan. Da questa teoria si ha

$$p/K_{oT} = \frac{3}{2}\left\{\left(\frac{\varrho}{\varrho_o}\right)^{7/3} - \left(\frac{\varrho}{\varrho_o}\right)^{5/3}\right\}\left\{1 - \xi\left[\left(\frac{\varrho}{\varrho_o}\right)^{2/3} - 1\right] + \dots\right\}$$

nella quale, per i metalli alcalini, Birch assume $\xi = 0$.

Confronto con i dati sismici. — Tra la profondità di circa 900 Km e 2900 Km, il mantello della Terra risulta sostanzialmente uniforme e ad una temperatura superiore alla temperatura di Debye, che si aggira intorno ai 1000° C.

Ora ad una temperatura dell'ordine di circa 1000° C, i silicati si comportano come semplici cristalli ionici ([7]), quindi può essere usata la relazione

$$v_t = v_{ot} \left(\frac{\varrho_o}{\varrho} \right)^{1/3} e^{\gamma_{ot} \left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho} \right)} \qquad [44]$$

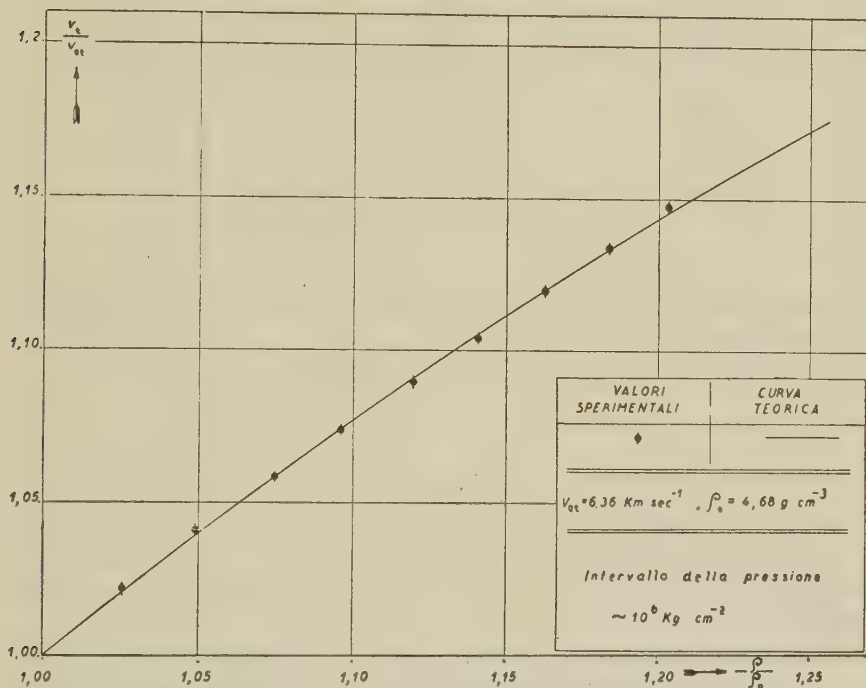


Fig. 3 - Velocità delle onde sismiche S nello strato D del mantello della Terra, in funzione della densità.

Dato che la velocità adiabatica delle onde trasversali è identica alla velocità isoterma, è corretto confrontare la [44] con la velocità delle onde sismiche di tipo *S*.

Nella tabella 5 sono contenute le velocità delle onde *S* ottenute da Jeffreys ([11]) e le densità calcolate da Bullen, in funzione della profondità ([12-13]). Mediante la relazione [44] e con i dati della tabella 5, è stato calcolato il valore più probabile di γ_{ot}. È risultato

$$\gamma_{ot} = 1{,}169 \pm 0{,}004$$

TABELLA 5

Velocità delle onde S e densità nello strato D del mantello della Terra.

h (profondità *Km*)	v_t (km sec^{-1})	ϱ (g cm^{-3})
1000	6,36	4,68
1200	6,50	4,80
1400	6,62	4,91
1600	6,73	5,03
1800	6,83	5,13
2000	6,93	5,24
2200	7,02	5,34
2400	7,12	5,44
2600	7,21	5,54
2800	7,30	5,63

Le curve teoriche di v_t/v_{ot} in funzione di ϱ/ϱ_o e i valori sperimentali sono contenuti nella fig. 3.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Aprile 1953.

RIASSUNTO

Sulla base della teoria classica dei solidi, viene dedotta la dipendenza dalla densità della velocità delle onde elastiche di agitazione termica.

Si valuta la pressione interna dovuta all'interazione fra le particelle del solido, pervenendo ad un'equazione di stato valida per solidi isotropi di tipo monoatomico o per cristalli ionici.

L'accordo della teoria con le misure di compressione effettuate da Bridgman e con i dati sismici, risulta verificato entro i limiti degli errori sperimentali.

SUMMARY

The velocity of elastic waves as a function of density is derived on the basis of the classical theory of solids.

The internal pressure due to the interactions of the particles of a solid is evaluated and an equation of state is deduced.

The agreement of the theory with Bridgman's compression measurements and with the seismological data appears to be within the experimental errors.

BIBLIOGRAFIA

(1) Brillouin L., *Tenseurs en mécanique et en élasticité.* Masson, Paris (1946).

(2) Brillouin L., *Wave propagation in periodic structures.* McGraw-Hill, New York (1946).

(3) Slater J. C., *Introduction to chemical physics.* McGraw-Hill, New York (1939).

(4) Seitz F., *Modern theory of solids.* McGraw-Hill, New York (1948).

(5) Valle P. E., *Sul gradiente adiabatico di temperatura nell'interno della Terra.* Annali di Geofisica, 5, 41-53 (1952).

(6) Valle P. E., *Una relazione diretta fra la velocità delle onde elastiche e la densità nell'interno della Terra.* Annali di Geofisica, 5, 417-431 (1952).

(7) Birch F., *Elasticity and constitution of the Earth's interior.* J. Geophys. Res. 57, 227-286 (1952).

(8) Birch F., *Handbook of physical constants.* Geol. Soc. Am. Special papers (1950).

(9) Bridgman P. W., *The compression of* 39 *substances to* 100.000 Kg/cm^2. Proc. Amer. Acad. Arts Scien. 76, 55-70 (1948).

(10) Bridgman P. W., *Measurements of certain electrical resistences, compressibilities and thermal expansions to* 20.000 Kg/cm^2. Proc. Amer. Acad. Arts Sc. 70, 71-101 (1935).

(11) Jeffreys H., *The time of* P, S *and* SKS *and the velocities of* P *and* S. Geophys. Suppl. 4, 498-533 (1939).

(12) Bullen K. E., *The problem of the Earth's density variation.* Bull. Seism. Soc. Am. 32. 19-29 (1942).

(13) Bullen K. E., *Introduction to the theory of seismology.* Cambridge, University Press (1947).

NUMERI CARATTERISTICI DEI FLOCCULI D'IDROGENO E DI CALCIO E DEI FILAMENTI D'IDROGENO PER GLI ANNI 1950-51-52

G. Godoli

È gia stata fatta menzione in questa sede delle difficoltà che si incontrano nel misurare le aree coperte dai fenomeni cromosferici [flocculi d'idrogeno, flocculi di calcio, filamenti d'idrogeno] ([1]).

Fu appunto questa difficoltà che spinse a stimare tali aree per mezzo dei numeri caratteristici.

Purtroppo però, come è già stato dettagliatamente descritto nella nota citata, la bella serie dei numeri caratteristici, iniziatasi nel 1917, fu interrotta nel 1944. Sino al dicembre del 1946 abbiamo i numeri caratteristici stimati a M. Wilson e sino al dicembre del 1949 quelli stimati ad Arcetri.

Le ragioni principali che determinarono l'abolizione dei numeri caratteristici furono due:

a) il numero caratteristico è una grandezza troppo grossolana e soggettiva;

b) è inutile continuare a seguire il ciclo dell'attività solare attraverso tutte le sue manifestazioni (macchie, protuberanze, flocculi, filamenti) dato che esso è, almeno nelle sue linee generali, univoco.

Entrambe queste affermazioni furono dimostrate inesatte dalle ricerche di questi ultimi anni.

a) Il confronto fra l'area ed i numeri caratteristici dei fenomeni cromosferici ([1, 2]) ha dimostrato che i secondi seguono abbastanza bene le variazioni delle prime col tempo potendosi considerare funzione di queste. Qualora le stime siano fatte con dei modelli, l'esperienza ha dimostrato che lo scarto medio non supera 0.2 unità per i bassi numeri e 0.5 per gli altri.

b) Le moderne ricerche sui filamenti e sui flocculi ([3, 4]) hanno dimostrato che i cicli di questi fenomeni non coincidono né fra di loro né col ciclo delle macchie, risultando i tre cicli sfasati.

Allo stato attuale sembrano quindi superati i motivi per i quali fu decisa l'abolizione dei numeri caratteristici.

D'altra parte, se si escludono le carte-planisfero edite dall'osservatorio di Meudon, che danno però solo l'aspetto e la posizione media dei fenomeni cromosferici durante una rotazione solare, e le misure di Kodaikanal, che danno le medie semestrali dell'area proiettata ([1]) coperta dai filamenti, non abbiamo alcun dato sui fenomeni cromosferici.

Per queste ragioni crediamo utile dare nelle tabelle che seguono i numeri caratteristici per i flocculi d'idrogeno e di calcio e per i filamenti d'idrogeno per gli anni 1950-51-52.

I numeri caratteristici sono stati stimati sugli spettroeliogrammi raccolti alla torre solare di Arcetri nel periodo 1950-51-52.

Il rilievo spettroeliografico è sempre stato fatto con l'immagine di 64 mm.

Le caratteristiche strumentali e la tecnica delle osservazioni è stata descritta in altra sede ([5]).

Sono state esaminate complessivamente 334 lastre in H_α e 336 lastre in $K_{2,3}$ ([6]).

Il contributo dei singoli osservatori alla raccolta di tale materiale è qui sotto indicato:

Osservatori	H_α			$K_{2,3}$			Totale
	1950	1951	1952	1950	1951	1952	
Ballario	50	56	88	46	55	88	383
Colacevich	—	1	–	–	1	—	2
Fracastoro	–	1	—	—	2	—	3
Godoli	11	–	21	8	—	22	62
Hack	–	29	—	—	30	—	59
Righini	55	20	1	63	20	—	159
Rigutti	—	—	1	—	–	1	2

La distribuzione mensile ed annuale delle lastre ridotte è data dai quadri seguenti:

H_α

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	Totale
1950	4	6	11	5	16	13	22	9	9	12	6	3	116
51	9	3	5	8	11	12	15	15	9	7	6	7	107
52	10	8	7	9	11	9	21	14	8	5	5	4	111

$K_{2,3}$

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	Totale
1950	6	6	10	5	16	12	23	14	4	12	7	2	117
51	8	4	6	8	10	13	15	15	11	8	5	5	108
52	9	10	7	9	11	10	21	13	7	5	5	4	111

La stima dei numeri caratteristici veniva eseguita con l'aiuto dei modelli di M. Wilson.

Per evidenti ragioni di uniformità, è stata stimata prima tutta la serie dei numeri caratteristici per i flocculi d'idrogeno; quindi tutta la serie per i flocculi di calcio ed infine tutta la serie per i filamenti d'idrogeno.

Come nelle stime eseguite in una nota precedente (1) lo scarto medio delle singole determinazioni non supera 0.2 unità per i bassi numeri e 0.5 per gli alti.

I risultati conseguiti sono stati raccolti nelle seguenti tre tabelle di immediata interpretazione.

Firenze — Osservatorio Astrofisico di Arcetri — Centro di astrofisica del C.N.R. — Febbraio 1952.

RIASSUNTO

Nella presente nota si mostra, alla luce delle recenti ricerche, l'opportunità di continuare a raccogliere le stime dei numeri caratteristici. Si danno i numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno per gli anni 1950-51-52, secondo le osservazioni eseguite alla torre solare di Arcetri.

SUMMARY

In the present paper it is shown, in view of recent researches, the interest of continuing to collect the estimates of characteristic numbers. The characteristic numbers of floculae of hydrogen and of calcium and of the filaments of hydrogen for the years 1950-51-52 are given according to the observations carried out at the solar tower of Arcetri.

BIBLIOGRAFIA

(1) G. RIGHINI e G. GODOLI: *Sui numeri caratteristici dell'attività solare.* Ann. Geof. 3, 501 (1950).

(2) G. RIGHINI e G. GODOLI: *The physical meaning of the character figures of solar phenomena.* Journal of Geophysical Research 55, 415 (1950).

(3) M. et M.me L. D'AZAMBUJA, *Étude d'ensemble des protubérances solaires et de leur évolution.* Ann. de Meudon 6, 7 (1948).

(4) G. RIGHINI e G. GODOLI, *Ricerche statistiche sul ciclo dei flocculi.* I. *Correlazione fra l'attività delle macchie e quella dei flocculi.* Mem. S. A. It. 22, 3 (1950). Arcetri Oss. e Mem. 67, 3 (1950).

(5) G. RIGHINI e G. GODOLI, *Riduzione del materiale spettroeliografico raccolto alla torre solare di Arcetri nel periodo 1932-1949.* Mem. S. A. It. 21, 333 (1950). Arcetri Oss. e Mem. 66, 133 (1950).

(6) Handbuch der Astrophysik 4, 111. Springer. Berlin (1929).

Tabella I-a

Numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno per l'anno 1950.

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	—	—	1.7	—	1.1	—	—	—	—	1.2
2	—	—	—	—	1.7	—	—	—	—	—	—	—
3	—	1.1	—	—	1.4	1.3	0.8	—	0.8	—	—	—
4	—	—	1.1	—	—	—	0.9	1.3	—	0.3	—	—
5	—	—	—	1.3	1.3	1.4	—	1.3	0.3	0.9	—	—
6	—	—	1.4	—	1.2	1.5	1.3	—	—	0.8	1.0	—
7	—	—	1.7	1.5	—	1.4	1.3	1.4	0.0	—	—	—
8	—	—	1.7	1.6	1.4	—	1.2	—	—	—	—	—
9	—	—	—	—	1.5	1.6	—	1.3	—	1.0	0.8	—
10	—	—	—	—	—	1.7	1.2	1.0	—	—	0.8	—
11	—	—	1.8	—	—	—	1.2	—	0.1	—	—	—
12	0.5	—	—	—	1.4	—	1.2	—	—	—	—	—
13	—	—	—	—	1.1	—	1.2	—	—	0.8	—	—
14	0.8	—	—	—	—	—	1.2	—	—	0.9	—	—
15	—	1.1	—	—	1.1	—	—	—	—	0.9	—	—
16	—	2.0	1.9	—	—	—	—	—	—	0.9	—	—
17	—	0.8	1.8	—	1.2	—	1.4	—	—	0.8	—	—
18	—	1.8	—	—	—	—	1.4	—	0.5	—	—	—
19	—	—	—	—	—	—	1.4	—	—	—	—	—
20	—	—	0.8	—	1.2	1.2	1.5	1.6	—	—	—	0.0
21	—	—	—	—	—	1.3	1.3	1.4	—	—	0.4	0.0
22	—	1.1	—	—	—	1.3	1.3	—	0.4	—	—	—
23	—	—	0.7	—	—	1.3	—	—	0.4	—	—	—
24	—	—	0.7	—	1.6	—	—	—	—	—	—	—
25	2.0	—	—	—	1.5	—	1.4	1.3	0.6	—	—	—
26	—	—	—	—	—	—	1.3	—	—	—	—	—
27	—	—	—	—	1.6	1.4	1.2	—	—	0.5	0.6	—
28	—	—	1.4	—	—	1.3	1.2	—	—	—	0.6	—
29	—	—	—	1.6	1.3	—	—	—	—	—	—	—
30	1.0	—	—	1.7	—	1.2	—	0.0	1.0	1.0	—	—
31	—	—	—	—	—	—	1.1	—	—	0.9	—	—
Media	1.1	1.3	1.4	1.5	1.4	1.4	1.2	1.2	0.5	0.8	0.7	0.4

Media annuale 1.14

Tabella I-b

Numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno per l'anno 1951.

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	—	—	—	0.4	—	0.6	0.5	—	—	0.3
2	0.2	—	—	—	—	—	0.1	0.6	—	0.4	—	—
3	—	—	0.8	—	—	—	0.2	—	—	0.4	—	—
4	0.7	—	—	—	—	—	0.2	—	—	—	—	0.4
5	0.4	—	—	0.0	0.2	—	—	—	—	0.4	—	0.2
6	—	—	—	0.7	—	—	—	0.8	—	0.1	—	—
7	—	—	—	0.7	—	—	0.6	1.4	—	—	—	—
8	0.7	0.6	—	—	—	—	—	—	0.9	—	—	—
9	—	0.5	—	—	—	—	—	—	—	—	0.4	—
10	—	—	—	—	—	—	1.1	—	1.1	—	—	—
11	0.4	—	—	—	—	—	1.0	1.3	0.7	—	—	0.3
12	—	—	—	—	0.5	1.4	1.2	—	1.2	0.6	—	0.3
13	—	—	—	1.0	—	—	1.4	1.1	—	0.6	—	—
14	—	—	0.6	—	—	1.5	—	0.8	—	—	—	—
15	—	—	—	—	—	—	—	0.7	1.3	—	—	—
16	—	—	0.5	—	1.4	1.6	—	—	—	—	—	—
17	0.3	—	—	1.2	—	—	—	—	—	—	—	—
18	—	—	—	—	—	1.4	—	0.6	1.4	—	—	—
19	0.5	—	—	1.2	—	1.4	0.9	—	—	—	—	—
20	—	—	0.2	—	—	1.3	0.5	0.7	—	—	—	0.4
21	—	—	—	1.3	1.1	1.5	0.1	0.6	—	—	—	0.6
22	0.8	—	—	—	1.2	1.4	—	—	0.9	—	—	—
23	—	0.2	—	—	1.3	1.4	—	—	—	—	0.2	—
24	—	—	—	1.0	1.2	—	—	0.7	—	—	0.2	—
25	—	—	—	—	1.2	—	—	0.5	—	—	—	—
26	—	—	0.7	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27	—	—	—	—	—	0.2	0.9	—	0.8	—	0.1	—
28	—	—	—	—	—	0.3	0.9	—	—	—	0.2	—
29	—	—	—	—	0.8	—	—	0.5	—	—	—	—
30	1.2	—	—	—	0.7	—	0.8	0.4	—	0.3	0.4	—
31	—	—	—	—	0.5	—	0.6	—	—	—	—	—
Media	0.6	0.4	0.6	0.9	0.9	1.2	0.7	0.8	1.0	0.4	0.2	0.4
Media annuale 0.73												

TABELLA I-c

Numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno per l'anno 1952.

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	—	—	—	—	0.6	0.5	1.0	—	—	—
2	0.5	—	—	—	—	—	—	0.4	1.0	0.0	—	—
3	—	—	—	—	—	0.0	0.5	—	0.9	—	—	—
4	0.5	—	—	—	—	0.0	0.4	0.4	0.8	—	—	—
5	0.4	—	—	—	0.1	0.0	0.2	0.4	—	—	—	—
6	—	—	—	—	—	—	—	0.5	—	—	—	—
7	0.4	0.2	—	—	—	—	0.0	—	—	—	—	—
8	0.5	—	—	0.2	0.1	—	—	—	—	—	0.2	—
9	—	0.1	—	0.4	0.0	0.1	—	0.6	0.4	0.2	—	—
10	—	—	—	0.3	0.0	—	0.2	—	—	—	—	0.0
11	—	—	0.1	—	—	0.0	0.2	0.5	—	—	—	—
12	—	—	—	—	—	—	0.3	0.3	—	—	—	—
13	—	—	—	—	0.0	0.0	—	0.5	—	—	0.1	—
14	—	—	0.2	—	—	—	0.4	—	—	—	—	—
15	0.6	—	0.2	0.0	0.1	—	0.4	—	—	—	0.3	—
16	—	—	—	—	—	—	0.5	—	—	—	—	0.3
17	—	—	—	0.0	—	0.1	0.5	—	—	0.0	—	—
18	—	0.3	0.1	0.2	—	—	—	—	—	0.0	—	—
19	0.3	0.2	—	0.1	—	—	0.3	—	—	—	—	0.4
20	—	0.3	—	—	—	—	—	—	—	—	0.3	—
21	0.1	—	0.0	—	0.1	—	0.0	—	—	—	0.2	—
22	—	—	0.0	—	—	—	0.0	0.4	—	—	—	—
23	—	—	—	—	0.1	—	0.0	—	0.2	—	—	0.2
24	—	—	—	—	0.1	—	0.0	—	0.3	—	—	—
25	—	0.2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
26	—	0.0	—	0.1	—	—	0.0	0.4	0.3	—	—	—
27	—	0.0	0.1	—	—	—	—	0.3	—	—	—	—
28	0.2	—	—	—	—	0.3	—	0.5	—	0.3	—	—
29	0.2	—	—	0.0	—	—	0.2	0.9	—	—	—	—
30	—	—	—	—	0.2	0.2	0.3	—	—	—	—	—
31	—	—	—	—	0.1	—	0.4	—	—	—	—	—
Media	0.4	0.2	0.1	0.1	0.1	0.1	0.3	0.5	0.6	0.1	0.2	0.2

Media annuale 0.25

Tabella II-a

Numeri caratteristici dei flocculi di calcio per l'anno 1950.

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	—	—	2.6	—	2.0	—	—	—	—	1.7
2	—	—	—	—	2.6	—	—	—	—	—	—	—
3	—	2.4	—	—	2.7	2.5	1.8	—	1.7	—	—	—
4	—	—	—	—	—	—	2.0	2.2	—	1.9	—	—
5	—	—	—	3.0	2.6	2.4	1.8	2.2	1.5	2.0	2.0	—
6	—	—	1.8	—	2.6	2.0	1.9	—	—	2.0	2.2	—
7	—	—	3.2	2.8	—	1.8	2.2	2.2	—	—	—	—
8	—	—	3.2	2.8	2.7	—	2.1	2.3	—	—	—	—
9	—	—	—	—	2.6	1.7	—	2.3	—	2.3	2.1	—
10	—	—	—	—	—	2.2	2.2	1.5	—	—	2.2	—
11	2.4	—	3.4	—	—	—	2.3	—	—	—	—	—
12	2.5	—	—	—	2.4	—	2.3	—	—	—	—	—
13	2.2	—	—	—	2.8	—	2.4	—	—	2.0	—	—
14	2.4	—	—	—	—	—	—	—	—	2.1	—	—
15	—	2.8	—	—	2.6	—	—	—	—	2.1	—	—
16	—	3.0	2.8	—	—	—	—	—	—	2.0	—	—
17	—	3.2	2.8	—	2.2	—	2.0	—	—	2.0	—	—
18	—	3.2	—	—	—	—	2.0	—	2.2	—	—	—
19	—	—	—	—	—	—	2.4	—	—	—	—	—
20	—	—	2.2	—	2.4	2.6	2.3	2.2	—	—	—	—
21	—	—	—	—	—	2.6	2.3	2.2	—	—	1.2	0.8
22	—	2.6	—	—	—	2.7	2.8	2.4	—	—	—	—
23	—	—	1.8	—	—	—	—	2.3	1.4	—	—	—
24	—	—	2.0	—	2.6	—	2.6	—	—	—	—	—
25	3.6	—	—	—	2.7	—	2.6	2.5	—	—	—	—
26	—	—	—	—	—	—	2.5	—	—	—	—	—
27	—	—	—	—	2.6	2.5	2.4	2.3	—	1.3	1.4	—
28	—	—	2.4	—	—	2.6	2.4	2.1	—	—	1.5	—
29	—	—	—	2.7	2.4	—	—	—	—	—	—	—
30	3.6	—	—	2.6	—	2.2	—	2.0	—	1.8	—	—
31	—	—	—	—	—	—	2.1	—	—	2.0	—	—
Media	2.8	2.9	2.6	2.8	2.6	2.3	2.2	2.2	1.7	2.0	1.8	1.2

Media annuale 2.30

TABELLA II-b

Numeri caratteristici dei flocculi di calcio per l'anno 1951.

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	1.2	—	—	1.9	—	1.6	1.9	—	—	2.1
2	—	2.2	—	—	—	—	1.5	2.0	—	1.2	—	—
3	—	—	1.4	—	—	—	1.8	—	—	1.5	—	—
4	1.8	—	—	—	—	—	2.0	—	2.2	1.6	—	1.9
5	1.7	—	—	1.2	—	1.5	—	—	—	—	—	1.9
6	—	—	—	1.2	—	—	—	2.5	—	1.6	—	—
7	—	—	—	1.2	—	—	2.2	2.6	—	—	—	—
8	2.0	1.4	—	—	—	—	—	—	1.9	—	—	—
9	—	1.4	—	—	—	—	—	—	—	—	2.0	—
10	—	—	—	—	—	—	2.6	—	2.2	—	—	—
11	1.4	—	—	—	—	—	2.8	2.2	2.6	—	—	1.6
12	—	—	—	—	1.9	2.8	2.8	—	2.7	2.0	—	1.7
13	—	—	—	1.9	—	—	2.9	2.1	—	2.4	—	—
14	—	—	0.9	—	—	2.7	—	2.2	—	—	—	—
15	—	—	—	—	—	—	—	2.3	2.6	—	—	—
16	—	—	0.9	—	2.4	2.6	—	—	2.5	—	—	—
17	0.9	—	—	2.0	—	—	—	—	—	—	—	—
18	—	—	—	—	—	2.7	—	2.0	2.1	—	—	—
19	1.2	—	—	1.9	—	3.0	2.3	—	—	—	—	—
20	—	—	1.2	—	—	2.9	2.0	1.4	—	—	—	—
21	—	—	—	2.4	2.4	2.9	1.2	1.5	—	—	—	—
22	1.7	—	1.8	—	2.4	2.8	—	—	1.9	—	—	—
23	—	1.2	—	—	2.5	2.8	—	—	—	—	1.9	—
24	—	—	—	2.3	2.6	—	—	1.7	—	—	1.9	—
25	—	—	—	—	2.5	—	—	1.7	—	1.1	—	—
26	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27	—	—	—	—	—	1.2	1.4	—	1.8	—	2.1	—
28	—	—	—	—	—	1.3	1.0	—	—	—	1.8	—
29	—	—	—	—	2.2	—	—	2.0	—	—	—	—
30	2.5	—	—	—	2.2	—	1.4	1.9	—	1.3	—	—
31	—	—	—	—	1.9	—	1.5	—	—	—	—	—
Media	1.6	1.6	1.2	1.8	2.3	2.4	2.0	2.0	2.2	1.6	1.9	1.8

Media annuale 1.95

Tabella II-c

Numeri caratteristici dei flocculi di calcio per l'anno 1952.

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	—	—	—	—	1.8	1.3	2.1	—	—	—
2	2.1	—	—	—	—	—	—	1.1	2.0	0.4	—	—
3	—	—	—	—	—	0.1	1.9	—	1.9	—	—	—
4	2.0	—	—	—	—	0.2	1.5	1.[illegible]	1.8	—	—	—
5	1.1	—	—	—	1.9	0.1	0.2	1.4	—	—	0.7	—
6	—	1.9	—	—	—	—	—	1.7	—	—	—	—
7	0.9	2.1	—	—	—	—	0.0	—	—	—	—	—
8	1.2	—	—	1.2	1.8	—	—	—	—	—	1.0	—
9	—	1.7	—	1.3	1.6	0.0	—	1.8	1.3	0.8	—	—
10	—	—	—	1.2	0.8	—	1.3	—	—	—	—	0.9
11	—	—	0.3	—	—	0.4	1.6	1.7	—	—	—	—
12	—	—	1.0	—	—	—	1.7	1.5	—	—	—	—
13	—	—	—	—	0.4	1.0	—	1.5	—	—	0.1	—
14	—	—	1.2	—	—	—	1.7	—	—	—	—	—
15	2.0	—	1.0	0.0	0.3	—	1.7	—	—	—	0.8	—
16	—	—	—	—	—	—	1.9	—	—	—	—	1.3
17	—	—	—	0.1	—	1.3	2.0	—	—	0.5	—	—
18	—	1.2	1.0	0.8	—	—	—	—	—	0.2	—	—
19	1.8	1.1	—	0.9	—	—	1.8	—	—	—	—	1.6
20	—	1.1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
21	—	—	—	—	0.4	1.7	0.3	—	—	—	1.3	—
22	—	—	0.0	—	—	—	0.3	1.3	—	—	—	—
23	—	—	—	—	0.9	—	0.3	—	1.2	—	—	0.9
24	—	—	—	—	1.3	—	0.6	—	1.2	—	—	—
25	—	0.0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
26	—	0.0	—	1.1	—	—	0.6	—	—	—	—	—
27	—	0.2	1.0	—	—	—	—	1.4	—	—	—	—
28	1.4	0.0	—	—	—	2.0	—	1.8	—	1.4	—	—
29	1.0	—	—	1.2	—	—	1.1	1.8	—	—	—	—
30	—	—	—	—	1.2	2.1	1.0	—	—	—	—	—
31	—	—	—	—	1.0	—	1.2	—	—	—	—	—
Media	1.5	0.9	0.8	0.9	1.1	0.9	1.2	1.5	1.6	0.7	0.8	1.2

Media annuale 1.12

TABELLA III-a

Numeri caratteristici dei filamenti d'idrogeno per l'anno 1950.

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	—	—	2.6	—	2.2	—	—	—	—	1.2
2	—	—	—	—	2.7	—	—	—	—	—	—	—
3	—	2.3	—	—	2.9	2.4	2.5	—	2.3	—	—	—
4	—	—	1.6	—	—	—	2.6	2.8	—	1.8	—	—
5	—	—	—	2.7	2.5	2.5	—	2.8	2.4	1.8	—	—
6	—	—	2.2	—	2.7	2.6	1.9	—	—	1.9	1.4	—
7	—	—	2.4	2.8	—	2.4	1.3	2.0	2.4	—	—	—
8	—	—	2.0	2.9	2.6	—	1.8	—	—	—	—	—
9	—	—	—	—	3.2	2.5	—	2.2	—	2.1	0.9	—
10	—	—	—	—	—	2.4	1.7	2.0	—	—	1.0	—
11	—	—	3.0	—	—	—	1.9	—	2.0	—	—	—
12	0.8	—	—	—	3.0	—	2.0	—	—	—	—	—
13	—	—	—	—	3.2	—	1.9	—	—	1.7	—	—
14	2.4	—	—	—	—	—	2.3	—	—	1.8	—	—
15	—	2.6	—	—	3.0	—	—	—	—	1.6	—	—
16	—	3.5	4.0	—	—	—	—	—	—	1.7	—	—
17	—	3.4	4.3	—	2.9	—	2.9	—	—	1.7	—	—
18	—	3.5	—	—	—	—	2.6	—	1,6	—	—	—
19	—	—	—	—	—	—	2.8	—	—	—	—	—
20	—	—	3.2	—	2.8	3.9	2.2	2.3	—	—	—	0.0
21	—	—	—	—	—	2.4	1.9	2.0	—	—	0.3	0.4
22	—	2.2	—	—	—	2.4	1.8	—	0.2	—	—	—
23	—	—	3.0	—	—	2.1	—	—	0.2	—	—	—
24	—	—	4.5	—	2.6	—	—	—	—	—	—	—
25	3.0	—	—	—	2.2	—	2.8	0.9	0.2	—	—	—
26	—	—	—	—	—	—	2.7	—	—	—	—	—
27	—	—	—	—	2.6	3.0	2.6	—	—	2.3	1.0	—
28	—	—	2.4	—	—	2.9	2.7	—	—	—	1.0	—
29	—	—	—	2.7	2.6	—	—	—	—	—	—	—
30	4.0	—	—	2.6	—	2.2	—	1.8	0.4	2.2	—	—
31	—	—	—	—	—	—	2.7	—	—	2.3	—	—
Media	2.6	2.9	3.0	2.7	2.8	2.6	2.3	2.0	1.3	1.9	0.9	0.5

Media annuale 2.26

Tabella III-b

Numeri caratteristici dei filamenti d'idrogeno per l'anno 1951.

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	—	—	—	0.1	—	0.6	1.5	—	—	1.5
2	0.8	—	—	—	—	—	0.8	1.0	—	1.8	—	—
3	—	—	2.6	—	—	—	1.0	—	—	1.4	—	—
4	0.9	—	—	—	—	—	1.2	—	—	—	—	2.4
5	1.1	—	—	0.2	0.4	—	—	—	—	0.9	—	2.2
6	—	—	—	0.5	—	—	—	1.4	—	0.9	—	—
7	—	—	—	0.6	—	—	2.7	1.2	—	—	—	—
8	1.2	0.6	—	—	—	—	—	—	2.8	—	—	—
9	—	1.0	—	—	—	—	—	—	—	—	0.7	—
10	—	—	—	—	—	—	2.1	—	2.2	—	—	—
11	1.3	—	—	—	—	—	2.1	1.4	2.1	—	—	1.6
12	—	—	—	—	0.6	2.2	2.3	—	2.6	1.5	—	1.4
13	—	—	—	0.3	—	—	2.4	1.4	—	1.7	—	—
14	—	—	0.9	—	—	1.8	—	1.2	—	—	—	—
15	—	—	—	—	—	—	—	1.1	2.6	—	—	—
16	—	—	1.1	—	0.9	1.9	—	—	—	—	—	—
17	0.3	—	—	1.0	—	—	—	—	—	—	—	—
18	—	—	—	—	—	1.0	—	2.0	2.0	—	—	—
19	0.1	—	—	1.0	—	0.6	1.6	—	—	—	—	—
20	—	—	0.8	—	—	0.6	0.9	1.2	—	—	—	0.8
21	—	—	—	0.5	0.1	0.6	0.9	0.8	—	—	—	0.9
22	0.6	—	—	—	0.2	0.7	—	—	1.2	—	—	—
23	—	1.3	—	—	0.3	0.8	—	—	—	—	0.4	—
24	—	—	—	0.6	0.2	—	—	0.9	—	—	0.6	—
25	—	—	—	—	0.1	—	—	0.6	—	—	—	—
26	—	—	2.0	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27	—	—	—	—	—	0.3	0.7	—	1.9	—	0.8	—
28	—	—	—	—	—	0.4	0.8	—	—	—	1.2	—
29	—	—	—	—	0.4	—	—	1.2	—	—	—	—
30	0.7	—	—	—	0.2	—	0.2	1.6	—	1.1	1.6	—
31	—	—	—	—	0.6	—	0.4	—	—	—	—	—
Media	0.8	1.0	1.5	0.6	0.4	0.9	1.3	1.2	2.1	1.3	0.9	1.5

Media annuale 1.11

TABELLA III-c

Numeri caratteristici dei filamenti d'idrogeno per l'anno 1952.

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	—	—	—	—	1.4	0.4	0.1	—	—	—
2	1.0	—	—	—	—	—	—	0.4	0.4	0.1	—	—
3	—	—	—	—	—	0.3	1.3	—	1.1	—	—	—
4	1.2	—	—	—	—	0.2	1.2	0.5	1.2	—	—	—
5	1.6	—	—	—	0.3	0.1	0.1	1.3	—	—	—	—
6	—	—	—	—	—	—	—	1.4	—	—	—	—
7	1.1	0.1	—	—	—	—	0.6	—	—	—	—	—
8	0.0	—	—	0.3	0.9	—	—	—	—	—	0.6	—
9	—	1.6	—	0.5	0.6	0.4	—	1.2	1.2	0.6	—	—
10	—	—	—	0.5	0.2	—	0.3	—	—	—	—	0.1
11	—	—	0.8	—	—	0.4	0.6	1.4	—	—	—	—
12	—	—	—	—	—	—	1.0	1.2	—	—	—	—
13	—	—	—	—	0.3	0.1	—	1.2	—	—	0.1	—
14	—	—	1.4	—	—	—	0.2	—	—	—	—	—
15	2.0	—	1.5	0.7	0.7	—	0.4	—	—	—	0.1	—
16	—	—	—	—	—	—	0.8	—	—	—	—	0.6
17	—	—	—	0.8	—	0.2	1.7	—	—	0.3	—	—
18	—	2.0	0.2	0.8	—	—	—	—	—	0.6	—	—
19	2.6	1.5	—	1.1	—	—	1.9	—	—	—	—	0.3
20	—	0.6	—	—	—	—	—	—	—	—	1.2	—
21	2.4	—	0.1	—	0.2	—	1.9	—	—	—	0.8	—
22	—	—	0.1	—	—	—	1.7	1.0	—	—	—	—
23	—	—	—	—	0.2	—	1.6	—	0.6	—	—	0.2
24	—	—	—	—	0.3	—	1.4	—	0.8	—	—	—
25	—	2.4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
26	—	2.4	—	0.9	—	—	0.7	1.1	0.2	—	—	—
27	—	2.3	0.0	—	—	—	—	0.9	—	—	—	—
28	0.7	—	—	—	—	0.8	—	0.5	—	0.7	—	—
29	0.6	—	—	0.5	—	—	0.7	0.0	—	—	—	—
30	—	—	—	—	0.7	1.6	0.8	—	—	—	—	—
31	—	—	—	—	0.2	—	0.7	—	—	—	—	—
Media	1.3	1.6	0.6	0.7	0.4	0.5	1.0	0.9	0.7	0.5	0.6	0.3

Media annuale 0.81

APPUNTI PER LA PROSPEZIONE SISMICA DELLE ZONE CON RIFLESSIONI SCARSE O INSUFFICIENTI

Camillo Contini

1. *Premesse.* — Esistono delle zone molto vaste, in Italia come in tutte le parti del mondo, le quali danno luogo a riflessioni delle onde sismiche saltuarie e scarse tali da rendere incerta o impossibile la ricostruzione della tettonica degli strati profondi mediante i rilievi sismici a riflessione.

Negli Stati Uniti, secondo le più recenti informazioni ([1]), risulta che di tutta l'area coperta da strati sedimentari (circa il 75% dell'area totale), ove le riflessioni sono possibili, per il 17% si hanno riflessioni buone e sicure, per il 28% riflessioni deboli e di scarsa attendibilità e per ben il 55% riflessioni saltuarie o assenti e in ogni caso incerte. Per l'Italia le conoscenze sono ancora troppo scarse per poter calcolare percentuali del genere: sappiamo di certo però che le zone in cui le riflessioni risultano scarse o insufficienti non possono che essere molto estese. Per esempio, sappiamo che le riflessioni sono molto scarse nella panura a ridosso delle Alpi e degli Appennini su una fascia di una diecina di chilometri di larghezza, nelle zone di Casalpusterlengo e di Ferrara, nella Pianura Veneta, nelle Marche e nella Valle Bradanica e che sono insufficienti o assenti sull'Appennino, sul versante padano, nella zona a Sud di Padova, nella zona del Delta Padano a oriente di Copparo, sulla « Dorsale ferrarese », nella zona a Nord di Milano fra il Ticino e l'Adda, ecc.

Queste zone di riflessioni scarse o insufficienti possono essere di interesse per le ricerche minerarie esattamente quanto quelle di riflessioni buone, considerato che, in generale, le cause che incidono sull'attendibilità delle riflessioni sono dovute semplicemente alle caratteristiche elastiche dei terreni prossimi alla superficie del suolo e non agli strati profondi: vediamo allora l'utilità pratica di adottare tutti gli accorgimenti che valgano a migliorare i dati ove questi siano scarsi e ottenere almeno qualche elemento indicativo quando le riflessioni siano del tutto assenti.

Le riflessioni, quali risultano dai sismogrammi di rilievo, possono

riuscire scarse o insufficienti per due ragioni diverse: *a*) perché le onde sismiche prodotte dagli scoppi sono di intensità insufficiente; *b*) perché le onde di fondo, i cosidetti « Disturbi », hanno notevoli ampiezze per cui, sovrapponendosi alle riflessioni utili, rendono queste irriconoscibili.

Per aumentare l'intensità delle onde si possono adottare gli accorgimenti: 1) di aumentare l'energia delle onde generate dagli scoppi aumentando le cariche delle mine e approfondendo opportunamente i pozzetti delle mine stesse; 2) di aumentare la sensibilità delle registrazioni e di aumentare l'energia delle onde riflesse che agiscono sui sismografi.

Per ridurre invece i disturbi in modo da rendere reperibili le riflessioni utili si possono adottare questi altri accorgimenti; 1) di impiegare dei filtri particolarmente adatti alle onde riflesse della zona in rilievo con bande il più possibile ridotte e aumentare il numero e le distanze dei sismografi collegati ad ogni filo di registrazione; 2) adottare il sistema delle registrazioni per « Trascinamento ».

Nei numeri che seguono vedremo in dettaglio l'utilità e la convenienza dell'applicazione di tali accorgimenti nell'esecuzione pratica dei rilievi di prospezione mineraria.

2. *Energia degli scoppi.* — In un mezzo elastico indefinito omogeneo ed isotropo l'energia degli scoppi si propaga secondo superfici d'onda sferiche col centro nei punti di scoppio; al crescere dei raggi delle superfici d'onda crescono le superfici su cui l'energia si deve distribuire: l'energia per unità di superficie delle onde diminuirà quindi coi quadrati dei raggi delle superfici d'onda. Poiché l'energia a sua volta è proporzionale al quadrato delle ampiezze, avremo in definitiva che le ampiezze stesse diminuiscono linearmente al crescere delle distanze, ossia che

$$\mu = \frac{\mu'}{x}, \qquad [1]$$

ove x siano le distanze degli scoppi, μ le ampiezze delle onde alle distanze x e μ' le ampiezze alla distanza unitaria.

Ma le ampiezze delle onde alle stesse distanze dagli scoppi sono direttamente proporzionali alle radici quadrate delle cariche delle mine ([2]); se allora indichiamo queste con q e con μ_0 le ampiezze relative alle cariche unitarie alle distanze unitarie abbiamo

$$\mu' = \mu_o \sqrt{q} \ , \qquad [2]$$

e quindi, per la [1],

$$\mu = \mu_o \frac{\sqrt{q}}{x} \ . \qquad [3]$$

Vediamo da quest'ultima che per ottenere una data ampiezza μ delle onde alle diverse distanze x dagli scoppi dobbiamo variare le cariche q in ragione dei quadrati delle distanze x stesse.

In effetto, i terreni che interessano la prospezione mineraria sono tutt'altro che omogenei ed isotropi e ammettono dei valori delle velocità di trasmissione delle onde variabili colle profondità: avremo quindi delle formole di variazione delle ampiezze più complesse di quelle sopra considerate. A titolo d'esempio, noi abbiamo trovato, per le ampiezze minime necessarie per le registrazioni, nei rilievi a rifrazione delle argille delle zone di Firenzuola-Pietramala e della Valle Bradanica, rispettivamente le equazioni

$$q = 2 \cdot 10^{-6} x^2 + 8 \cdot 10^{-3} x \ ,$$
$$q = \frac{6}{5} 10^{-6} x^2 + \frac{19}{5} 10^{-3} x \ , \qquad [4]$$

x in metri e q in chilogrammi di dinamite G.D.I.

Quando a poca profondità esistessero degli strati con velocità di trasmissione elevata, orizzontali o con piccola inclinazione, l'energia rifratta alla superficie del suolo, almeno da una certa distanza in poi, risulta funzione pressoché lineare delle distanze stesse: ciò spiega come in generale nei rilievi a rifrazione risultino, invece delle [3] e [4], delle equazioni lineari in q e in x ([3]).

Nei rilievi a riflessione i raggi sismici raccolti dai sismografi si trasmettono trasversalmente agli strati del sottosuolo, i quali, date le differenziazioni delle relative caratteristiche elastiche, riflettono e assorbono i raggi con proporzioni estremamente variabili da strato a strato. Non vi è dubbio però che in media si abbiano delle leggi per le ampiezze delle onde riflesse al suolo del tipo della [3] o delle [4], ove con x siano indicate le lunghezze dei percorsi dei raggi registrati.

A parità di peso delle cariche delle mine l'energia sismica trasmessa al suolo risulta pressoché proporzionale al potere dirompente dell'esplosivo usato. Per i più comuni esplosivi disponibili in Italia i

poteri dirompenti, posto 100 quello della nitroglicerina, sono approssimativamente i seguenti:

Gelatina (trinitroglicerina)	100
Gomma A (92% gelatina, 8% cotone collodio)	87
Gomma B (88÷89% gelatina, 11÷12% nitrato sodico, assorbenti)	73
Gomma G.E.O. (83÷84% gelatina, 16÷17% nitrato sodico, assorbenti)	72
Dinamite N° 1, militare (75% gelatina, 25% nitrato sodico, assorbenti e coloranti)	65
G.D.I (62,5÷63% gelatina, 37÷37,5% nitrato sodico, assorbenti e coloranti)	56
G.D.II (43,5÷44% gelatina, 56÷56,5% nitrato sodico, assorbenti e coloranti)	43
Tritolo (trinitrotoluolo)	50
Acido picrico (trinitrofenolo)	53
Fulmicotone	70
Fulminato di mercurio	25
Aria liquida	...
Polvere nera	6

Quando le ampiezze μ_0 fossero relative alle cariche unitarie di gelatina (trinitroglicerina) evidentemente possiamo porre, per la [3],

$$\mu = \mu_0 \frac{\sqrt{\varepsilon}}{10} \frac{\sqrt{q}}{x}, \qquad [5]$$

essendo indicato con ε il potere dirompente degli esplosivi usati per gli scoppi.

Come si sa, l'energia sismica irradiata dagli scoppi nel terreno è funzione anche delle caratteristiche elastiche delle rocce a contatto colle mine. Queste rocce devono essere consolidate e con velocità di trasmissione delle onde approssimativamente uguale a quella media dei primi strati ove i raggi debbono trasmettersi. L'esperienza diretta indicherà quali saranno le profondità dei pozzetti da mina cui corrispondono i rendimenti ottimi degli scoppi. Sempre però si dovrà sparare sotto il cosidetto « Strato aerato superficiale », cui corrispondono delle velocità di trasmissione dell'ordine di ½÷⅓ di quelle degli strati consolidati immediatamente sottostanti. Le potenze di questo strato nella Valle Padana possono arrivare fino a 30 metri in alcune

zone; in media però sono dell'ordine dei 10÷20 metri, e variano da punto a punto in modo abbastanza regolare per permettere una sufficientemente accurata determinazione durante l'esecuzione dei normali rilievi [4].

Per perforare i pozzetti colle profondità volute nelle zone franose con ghiaie grossolane, ove le normali perforatrici automontate a rotazione si dimostrano inadatte, noi abbiamo costruito delle speciali perforatrici a percussione [5].

Scoppiando sotto l'aerato si ha anche il vantaggio di evitare la dispersione dell'energia per effetto della riflessione alla superficie limite inferiore dello stesso. Viceversa, se si scoppia sotto l'aerato vicino alla superficie limite, all'energia diretta degli scoppi si somma quella riflessa dalla stessa superficie limite. Come è risaputo, le ampiezze delle onde riflesse alle superfici limiti fra due mezzi con velocità di trasmissione v' e v_s sono approssimativamente date, in percento di quelle delle onde incidenti, supposta costante la densità, dalla

$$\eta = \frac{v_s - v'}{v_s + v'} . \qquad [6]$$

Se in questa sostituiamo i valori dei terreni superficiali e dell'aerato quali si hanno nella media Valle Padana, $v' = 550\ m/s$, $v_s = 1700\ m/s$, otteniamo $\eta = \sim 1/2$: vediamo allora che per la sola riflessione alla superficie base dell'aerato si ha una differenza di circa il 25% delle ampiezze scoppiando entro o sotto lo stesso aerato.

Le lunghezze delle cariche non devono assolutamente superare quella di 1/10 delle lunghezze d'onda medie delle bande dei filtri usati nelle registrazioni, onde evitare dannose deformazioni dei fronti d'onda e interferenze tali da ridurre sensibilmente l'energia sismica immessa nel suolo. Risulta allora la condizione, indicando con f_c le frequenze medie delle bande dei filtri e con γ le lunghezze delle cariche,

$$\gamma < \frac{1}{10} \frac{v_s}{f_c} . \qquad [7]$$

Nel caso delle cariche di tritolo compresso col diametro di 60 m/m, largamente usate in Italia, si hanno delle lunghezze di circa 25 cm per ogni chilogrammo di esplosivo e quindi risultano i limiti per le cariche q, posto $v_s = 1700\ m/s$, di 34, 17, 12 e 8,5 kg rispettivamente per le frequenze di 20, 40, 60 e 80 *Hz*.

Quando le cariche q dovessero essere maggiori di quelle che ri-

sultano dalle lunghezze limite fissate dalla [7] si aumenteranno i diametri delle cariche oppure si ripartiranno le cariche in due o più pozzetti. Fra queste soluzioni sarebbe da scegliersi, secondo le ricerche di Shape ([6]), la prima quando si utilizzassero frequenze f_c molto basse e quindi sarebbe conveniente cercare di aumentare la percentuale dell'energia trasmessa al suolo con onde pure di bassa frequenza. In proposito dobbiamo però osservare che per le maggiori cariche l'energia sismica sviluppata dagli scoppi, al crescere delle cariche, aumenta in generale meno rapidamente di quanto vuole la [2] e quindi che al di sopra di certi valori di q, da stabilire zona per zona, conviene adottare il sistema dei pozzetti multipli ([7]). Con questo sistema, come vedremo in seguito, si raggiunge in pratica anche lo scopo di diminuire l'ampiezza delle onde di fondo per rispetto a quella delle riflessioni utili; si ha però l'inconveniente del dispendio non indifferente della perforazione di numerosi pozzetti, i quali, naturalmente, devono raggungere tutti la profondità di rendimento ottimo degli scoppi.

L'innescamento delle cariche dev'essere sempre fatto dalla parte superiore; ciò per due ragioni: 1) perché, risultando in generale più energici gli effetti delle esplosioni nella direzione di propagazione dell'accensione, si abbia una maggiore energia sismica nella direzione utile; 2) perché risultino ridotti gli sfasamenti fra le onde sismiche dipartentesi dagli estremi inferiori e superiori delle cariche.

Infine notiamo che, in generale, il rendimento in energia sismica degli scoppi aumenta colla profondità degli scoppi stessi. Vedremo in seguito come, potendo perforare dei pozzetti da mina molto profondi, si possano anche ripartire le cariche in due o più punti diversi alla distanza l'uno dall'altro di pochi metri o addirittura di una intera lunghezza d'onda media della banda del filtro usato in modo da ottenere gli stessi effetti utili che abbiano visto per i pozzetti multipli.

Naturalmente le nostre considerazioni non escludono l'applicazione di tutti quegli accorgimenti e quelle norme che risultano dalla lunga esperienza dei nostri artificieri sulla ricerca delle profondità ottime di scoppio, sulla confezione delle mine, sul collocamento e l'innescamnto delle stesse, sulla « Borratura », ecc. e che costituiscono oramai un'arte assai complessa, data anche la dettagliata regolamentazione da parte delle autorità di Pubblica Sicurezza ([8]).

Il sistema di scoppiare in aria libera da noi esperimentato nella zona di Lodi ha dato risultati di gran lunga inferiori a quelli otte-

nuti scoppiando nei pozzetti sotto lo strato aerato. Può darsi però che in altre zone possa avvenire viceversa. A nostro parere riuscirebbe utilissimo nella zona a Nord di Milano fra il Ticino e l'Adda ove non è possibile oltrepassare, né colle perforatrici a rotazione né con quelle a percussione, lo strato aerato, composto di ghiaie grossolane con alternanze di conglomerati [9].

3. *Postazione dei sismografi sul terreno.* — Per comodità si tende, nell'esecuzione pratica dei rilievi, ad usare pochi sismografi e a poggiare gli stessi sul terreno senza nessuna preparazione. Nelle zone ove le riflessioni sono facili e sicure non vi è ragione, evidentemente, per operare altrimenti ma non così nelle zone di difficile rilievo, ove l'energia riflessa risulta insufficiente. In queste zone bisogna prima di tutto fare in modo che la sensibilità delle misure sia di un ordine di grandezza di poco inferiore a quello dei « Microsismi » e delle piccolissime vibrazioni provocate dall'attività umana.

Tale sensibilità in genere si raggiunge soltanto inserendo più sismografi sui diversi fili registratori e poggiando i sismografi stessi sul terreno consolidato, sotto quello normalmente coltivato, con scavi di $20 \div 30$ cm di profondità.

Sovente avviene però che, malgrado si sia raggiunta tale sensibilità limite, ancora risulti insufficiente o assente l'energia riflessa dagli strati profondi. Allora si metteranno in atto gli accorgimenti utili per aumentare l'energia sismica trasmessa al suolo: aumento delle cariche, pozzetti multipli, approfondimento dei pozzetti, ecc.

Come ultima risorsa si potrà tentare l'esperimento di porre i sismografi al fondo di pozzetti, sotto la base dell'aerato. Questo esperimento riuscirà certamente molto costoso dato il gran numero di pozzetti da scavare: in generale però darà buoni risultati. Ciò per due ragioni: perché sotto l'aerato l'energia in arrivo risulta aumentata della percentuale riflessa alla base dello stesso aerato anziché diminuita e perché l'aerato assorbe sempre delle percentuali fortissime dell'energia che arriva ad esso.

È da tenere presente in proposito che in generale le zone con riflessioni scarse o insufficienti hanno l'aerato molto potente composto di terreni pochissimo consolidati con velocità di trasmissione particolarmente bassa. Per esempio nella pianura a ridosso dell'Appennino si ha una potenza di $25 \div 30$ metri e una velocità di $400 \div 450$ m/s.

Ponendo i sismografi nei pozzetti si può anche eliminare, come è evidente, l'influenza delle irregolarità della base dell'aerato e della topografia superficiale nelle zone alquanto frequenti ove queste irregolarità sono notevoli.

Le tubazioni dei pozzetti dei sismografi debbono essere leggere in modo che non possono vibrare indipendentemente dal terreno circostante. I sismografi debbono essere premuti contro il fondo dei pozzetti oppure annegati in acqua e devono essere tenuti verticali da speciali apofisi.

4. *Filtri.* — I periodi T delle onde riflesse aumentano al crescere delle distanze λ percorse approssimativamente secondo la formola ([10])

$$T^2 = T_0^2 + \frac{1}{10}\lambda , \qquad [8]$$

ove T_0 è il periodo delle onde all'origine, T e T_0 in millisecondi e λ in metri: da ciò l'utilità di operare con filtri di frequenza molto basse quando si debbono rilevare degli strati molto profondi. Le frequenze molto basse risultano anche adatte per il rilievo delle zone ove l'energia riflessa è scarsa, in quanto, come si sa, le onde lunghe sono in generale più persistenti delle corte e sorpassano più facilmente le eterogeneità e le discontinuità del terreno.

Operando colle massime lunghezze d'onda, riusciranno molto sensibili gli effetti della diffrazione delle onde delle eterogeneità del terreno e delle eventuali discontinuità delle superfici riflettenti e bisognerà adottare tutti gli accorgimenti che altrove abbiamo visto nella lettura delle riflessioni sui sismogrammi e nelle elaborazioni delle stesse ([11]).

5. *Selezione delle onde riflesse.* — Ottenute in un modo qualsiasi le ampiezze delle onde riflesse sufficienti per le registrazioni, dobbiamo ancora fare in modo che le « Riflessioni », ossia le onde riflesse dalle superfici limite degli strati, utili per il calcolo degli elementi geometrici delle stesse, risultino chiaramente leggibili sui sismogrammi. Raggiungiamo lo scopo se riduciamo sufficientemente le ampiezze delle onde di fondo in rapporto a quelle delle riflessioni utili.

Le onde di fondo, per la loro stessa natura, hanno delle fasi che per rispetto a quelle delle riflessioni si possono ritenere caotiche. Ora, se noi colleghiamo in serie molti sismografi, M_1, M_2, ...M_n, ognuno dei quali sollecitato da onde con fasi a caso ma colla stessa fre-

quenza, otteniamo le ampiezze, secondo i calcoli delle probabilità fatte da Lord Rayleigh per le onde luminose,

$$\mu = \sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2 + \ldots\ldots + \mu_n^2}\,, \qquad [9]$$

essendo μ_1, μ_2,..... μ_n le ampiezze delle onde d'uscita dei diversi sismografi. Posto, per semplicità, $\mu_1 = \mu_2 = \ldots = \mu_n$, risulta che le ampiezze dei disturbi somma di quelli dei diversi sismografi sono uguali a quelli dei singoli sismografi moltiplicati per la radice quadrata del numero n degli stessi.

Le onde costituenti le riflessioni utili invece si possono considerare fra loro in fase per zone anche molto vaste. Supposto allora che le onde d'uscita dei sismografi M_1, M_2,..... M_n siano pressoché in fase e di uguale ampiezza, otteniamo delle ampiezze somma uguali alle ampiezze dei singoli sismografi moltiplicate semplicemente per il numero n dei sismografi stessi.

Dal confronto dei risultati dei due casi risulta che in effetto, colla postazione di n sismografi in serie, le ampiezze delle onde di fondo sono diminuite, per rispetto a quelle delle riflessioni utili, del rapporto da 1 a $1/\sqrt{n}$, ossia di $\sqrt{n}$.

L'estensione delle zone entro cui le onde delle riflessioni si possono considerare in fase è evidentemente funzione delle pendenze delle superfici riflettenti e delle lunghezze d'onda dei filtri utilizzati; sarà minima nella direzione di massima pendenza degli strati e massima nella direzione perpendicolare. Indicando con $\Delta\tau_x$ l'incremento massimo dei tempi delle riflessioni nella direzione di massima pendenza degli strati per le lunghezze $2l$ dei profili dei sismografi, con T_c le lunghezze medie delle onde delle bande dei filtri usati (misurate in tempi sui sismogrammi), con j le distanze dei sismografi dai centri dei gruppi relativi fissati sul terreno secondo gli schemi di rilievo adottati, con δ le direzioni degli spostamenti dei sismografi dagli stessi centri misurate rispetto alla direzione di massima pendenza degli strati e con $\Delta\delta\tau$ le differenze dei valori del move out normale corrispondenti ai punti di postazione dei sismografi e ai centri dei gruppi relativi possiamo porre

$$j < \frac{2l}{\Delta\tau_x \cos\delta}\left(\frac{T_c}{30} + \Delta\delta\tau_n\right), \qquad [10]$$

nell'ipotesi che gli sfasamenti massimi fra i sismografi e i centri dei gruppi relativi non superino i valori di $T_c/30$, ossia che gli sfasamenti massimi fra i sismografi degli stessi gruppi non superino i valori di $T_c/15$.

Le distanze minime fra i diversi sismografi degli stessi gruppi oltre le quali le fasi delle onde di fondo risultano sensibilmente indipendenti sono funzione delle particolari condizioni tettoniche e litologiche degli strati riflettenti e di quelli attraversati dai raggi e delle lunghezze d'onda utilizzate per le registrazioni. Noi siamo convinti che prevalentemente le onde di fondo siano attribuibili ai fenomeni della diffrazione che insorgono dalle eterogeneità dei terreni, dalle rotture e discontinuità degli strati, dai piegamenti con grande curvatura, ecc.; se ciò è vero, essendo l'intensità dei fenomeni pressoché proporzionale a $\sqrt{T_c}$, avremo la condizione per i valori i delle distanze fra sismografo e sismografo

$$i > \xi \sqrt{T_c}\,, \qquad [11]$$

ove ξ sia una costante da determinare sperimentalmente. Per T_c espressi in millisecondi ed i in metri risulterebbero in pratica dei valori per ξ dell'ordine di $3 \div 5$ unità e anche maggiori.

Data la condizione [11], o altra simile meglio rispondente ai dati sperimentali, in generale risulterà la possibilità di disporre sugli allineamenti dei profili non più di $2 \div 3$ sismografi per gruppo, anche per le maggiori lunghezze dei profili possibili in pratica. Onde poter, allora, utilizzare un numero di sismografi sufficiente per ridurre sensibilmente i disturbi bisognerà disporre i sismografi stessi secondo allineamenti normali ai profili: le distanze dai profili base potranno anche salire fino a una cinquantina di metri, da una parte e dall'altra, quando si avrà ragione di ritenere continui gli strati riflettenti, naturalmente, sempre che siano soddisfatte le condizioni [10] e [11]. Come regola conviene disporre i sismografi in modo simmetrico rispetto ai profili base.

Un sistema di rilievo che può riuscire molto semplice per gli operatori in campagna, quando si debbono usare molti sismografi, è quello di disporre i sismografi stessi secondo due profili paralleli, distanti fra loro anche di un centinaio di metri, ognuno con gruppi di sismografi il più possibile numerosi, di collegare in serie i gruppi corrispondenti alle medesime normali e di scoppiare nel mezzo dei profili sulla mezzaria comune.

Infine si possono raddoppiare praticamente i sismografi in serie sui fili di registrazione, qualunque sia la disposizione adottata, collegando in serie a due a due i gruppi; operando in tale modo, poiché in effetto i gruppi vengono ridotti alla metà, si può registrare ogni scoppio con due filtri diversi sui medesimi sismogrammi, effettuare, cioè, le cosiddette « Registrazioni in duale ».

Se, come noi crediamo, le onde di fondo sono dovute ai fenomeni della diffrazione, evidentemente otterremo i medesimi effetti dei sismografi multipli collegati in serie adottando i pozzetti multipli e gli scoppi multipli nei pozzetti profondi, di cui abbiamo detto al n. 2: *n* pozzetti o *n* scoppi equivarrebbero a *n* sismografi per gruppo, naturalmente quando per le distanze fossero verificate le stesse condizioni [10] e [11]. Come è evidente, gli accorgimenti dei sismografi e dei pozzetti o degli scoppi multipli si possono applicare contemporaneamente con effetti utili.

Applicando l'accorgimento dei sismografi multipli si ha la possibilità di determinare le potenze dello strato aerato superficiale, mediante i dati dei normali scoppi di rilievo, soltanto in corrispondenza ai sismografi più vicini agli scoppi dei vari gruppi; in compenso però, mediando molti valori, si elimina la maggior parte delle influenze delle irregolarità di andamento delle potenze stesse.

6. *Trascinamento delle onde.* — Qualunque siano le disposizioni adottate per i sismografi dei profili di rilievo avremo sempre un miglioramento delle riflessioni, almeno nella loro apparenza, coll'adozione del sistema di registrazione del « Trascinamento delle onde », chiamato con « Mixing » dagli americani.

Le onde si dicono « Trascinate » quando nella registrazione sono composte le une colle altre in modo da ridurre le iniziali differenze di fase e di ampiezza e dare luogo a riflessioni sui sismogrammi allineate e appariscenti, facilmente rilevabili nelle loro caratteristiche di tempo.

Cogli strumenti moderni il trascinamento è realizzato nel seguente modo:

1) la corrente che ogni gruppo di sismografi invia al registratore viene da questo filtrata, amplificata e infine suddivisa in due parti i_1 e i_2 tali per cui

$$i_2 = \varrho\,(i_1 + i_2) = \frac{\varrho}{1 - \varrho}\, i_1$$

ove ϱ, « Costante di trascinamento », fissata a volontà, minore o tutt'al più uguale a $1/2$;

2) la corrente i_1 dei gruppi di sismografi estremi dei profili viene inviata ai galvanometri di registrazione corrispondenti e quindi registrata sui sismogrammi; la corrente i_2 invece viene posta in parallelo o in serie con quella i_1 dei gruppi adiacenti e inviata ai galvanometri corrispondenti, il 2° e l'11°, per la registrazione sui sismogrammi;

3) ugualmente la corrente i_2 dei gruppi 2° e 11° viene messa in parallelo o in serie con quella i_1 dei gruppi adiacenti e inviata ai galvanometri corrispondenti, il 3° e il 10°, per la registrazione; la corrente i_2 degli stessi gruppi invece viene posta in parallelo o in serie con quella i_1 dei gruppi adiacenti, e così di seguito;

4) la corrente i_2 dei gruppi 6° e 7° viene annullata, chiudendo i circuiti su adeguate resistenze o in altro modo qualsiasi.

I circuiti sono studiati in modo da rendere praticamente insensibili le influenze dei vari gruppi di sismografi su quelli adiacenti verso l'esterno dei profili (così che il trascinamento avvenga soltanto dai gruppi esterni verso quelli esterni e non viceversa) e su quelli successivi agli immediatamente adiacenti verso l'interno.

Effettuando le registrazioni col trascinamento delle onde o, come si dice, « In trascinamento », col sistema sopra descritto, risultano le seguenti variazioni delle caratteristiche delle riflessioni quali appaiono sui sismogrammi:

a) mentre i tempi delle onde dei fili estremi risultano corrispondenti a quelli effettivi delle onde pervenute ai sismografi estremi dei profili quelli delle onde dei fili 2° e 11° risultano variati mediamente di circa $1/2\ \delta\tau\ \varrho\ /(1-\varrho)$, essendo $\delta\tau$ l'incremento dei tempi delle riflessioni corrispondente alla distanza λ fra i centri dei gruppi dei sismografi, circa

$$\delta\tau = \frac{\lambda}{2l}\,\Delta\,\tau_x \cos\delta\ ;$$

uguali variazioni si hanno per i fili successivi dal 2° al 6° e dall'11° al 7°; le variazioni sono sempre nel senso di una diminuzione delle differenze dei tempi rispetto a quelli corrispondenti ai fili estremi;

b) gli allineamenti delle riflessioni utili sono variati in quanto fra i fili estremi e gli adiacenti risultano gli incrementi di $\delta\tau\ (1-\varrho)$, fra i fili dal 2° al 6° e dall'11° al 7° gli incrementi di $\delta\tau$ e fra i fili 6° e 7° l'incremento di $\delta\tau\ (1+2\varrho)$;

c) nei fili dal 2° al 6° e dall'11° al 7° le onde di fondo accusano delle variazioni di fase da filo a filo ridotte, rispetto alle effettive, in media della frazione $\frac{1}{2}\varrho/(1-\varrho)$ e delle ampiezze ridotte in proporzione delle differenze delle fasi effettive: ciò equivale in pratica a una riduzione molto sensibile delle influenze nocive delle onde di fondo stesse e quindi a rendere gli allineamenti delle riflessioni più regolari e più facilmente rilevabili dai sismogrammi, quando le distanze λ fra i centri dei vari gruppi soddisfano le [10] e [11].

Questo sistema di trascinamento presenta molti inconvenienti, fra cui quello di alterare gli allineamenti di cui sopra abbiamo detto; esso però può essere applicato alternativamente o contemporaneamente col sistema di registrazione con gruppi indipendenti senza richiedere nessuna variazione dei sismografi sul terreno o del loro allacciamento coi cavi di collegamento agli strumenti di registrazione.

Nelle zone di rilievo molto difficile in generale le registrazioni con gruppi indipendenti non danno risultati praticamente utilizzabili e non vengono effettuate. In tali casi risulta superflua la possibilità di passare rapidamente da un sistema all'altro di registrazione e conviene adottare un sistema di trascinamento più razionale, il quale non dia luogo ai difetti di cui sopra abbiamo detto.

Lo scrivente propone di adottare il sistema che si ottiene da quello testé descritto ponendo $\varrho = \frac{1}{2}$, riunendo in uno solo i gruppi 6° e 7°, sostituendo i gruppi estremi con due gruppi separati e annullando le correnti i_1 dei gruppi estremi nello stesso modo adottato per annullare le correnti i_2 dei gruppi 6° e 7°.

Con tale sistema evidentemente si debbono usare 13 gruppi di sismografi anziché 12 e si debbono misurare le lunghezze dei profili fra i centri delle coppie estreme dei sismografi; le onde registrate dai diversi fili risultano esattamente medie fra quelle dei gruppi successivi dei sismografi, di uguale attendibilità e ugualmente selezionate dalle onde di fondo; gli incrementi totali delle riflessioni risultano uguali a quelli che si avrebbero coi gruppi indipendenti posti in corrispondenza alle mezzarie delle coppie estreme, sebbene con precisione maggiore, in media pressoché doppia; gli incrementi parziali non vengono diversamente variati e quindi le riflessioni risultano perfettamente allineate, simili a quelle che si ottengono coi sismografi indipendenti. Evidenti sono gli accorgimenti che si possono adottare per rendere il sistema rapido e sicuro nell'esecuzione pratica dei rilievi di campagna.

Si dimostra facilmente che gli stessi risultati si possono ottenere mediante le registrazioni senza trascinamento duplicando i sismografi dei gruppi intermedi dal 2° al 12° e collegando ai fili estremi i sismografi del 1° gruppo con quelli di una serie del 2° e i sismografi dell'ultimo gruppo con quelli di una serie del 12°, ai fili 2° e 11° le serie restanti dei gruppi 2° e 12° con una serie dei gruppi adiacenti 3° e 11°, e così di seguito.

L'attendibilità delle riflessioni registrate in trascinamento coi sistemi descritti, per $\rho = \frac{1}{2}$, è evidentemente un po' minore di quella delle riflessioni registrate coi circuiti indipendenti a parità di peso quale appare dai sismogrammi: in pratica però è sempre tale per cui le riflessioni, anche se di peso molto ridotto, risultano sicuramente riferibili a onde riflesse da orizzonti profondi quando appaiono in sequenze di due o più profili.

Per agevolare il calcolo delle potenze dello strato aerato superficiale gli strumenti moderni in generale registrano i tempi delle onde dirette coi gruppi di sismografi indipendenti e automaticamente si dispongono in trascinamento per la registrazione delle onde riflesse successive.

Milano — febbraio 1953.

RIASSUNTO

Sono discussi gli accorgimenti che si debbono adottare per rendere possibile la prospezione sismica delle zone ove le riflessioni, ottenute colla procedura normale, risultano scarse o insufficienti. In particolare vengono discussi i metodi per aumentare l'energia delle onde immesse al suolo e quelli per diminuire le ampiezze dei disturbi in confronto alle ampiezze delle riflessioni utili. Infine viene discusso il sistema di registrazione col « Trascinamento » delle onde.

SUMMARY

We discuss here the precautions that must be adopted in order to carry out seismological prospecting on zones where the reflections as obtained by ordinary methods are scarce or insufficient. In particular, methods are discussed for augmenting the energy of the

wave sent into the soil and for diminishing the amplitude of the disturbances in comparison with the amplitude of the useful reflections. At the end we discuss the system of registration with « Betrayal » of the waves.

BIBLIOGRAFIA

(1) P. L. Lyons: *A seismic reflection quality map of the United States.* Geophysics, vol. XVI, n. 3, 1951.

(2) F. Rixmann: *Zur experimentellen Seismik.* Zeitschrift für Geophysik, vol. XI, n. 4 e 5, 1935.

(3) C. A. Heiland: *Geophysical Exploration.* Prentice Hall, New York, 1951, pag. 493.

(4) M. Signini: *La determinazione dello strato aerato superficiale nelle prospezioni sismiche a riflessione.* Atti del VII Conv. Naż. Metano e Petrolio, 1952, vol. I, pag. 417.

(5) C. Contini: *I pozzetti battuti nei rilievi sismici a riflessione.* La Rivista Italiana del Petrolio, n. 225 e 226, 1952.

(6) J. H. Shape: *The production of elastic waves by explosion pressure.* Geophysics, vol. VII, n. 1, 1942.

(7) J. J. Jakosky: *Exploration geophysics.* Trija Publishing C. Los Angeles, 1950, pag. 855.

G. M. Habberjam and J. T. Whetton: *On the relationship beteween seismic amplitude and charge of explosive fired in routine blasting operations.* Geophysics, vol. XVII, n. 1, 1952.

(8) E. I. Du Pont de Nemours and Co.: *Blaster' handbook.* Wilmington 98, Delaware, 1949.

C. Belgrano: *Gli esplosivi, con particolare riferimento a quelli da mina, agli innescamenti, alle polveri e cartucce da caccia e descrizione del loro impiego.* Hoepli, Milano, 1952.

Ministero dell'Interno, Direzione Generale della Pubblica Sicurezza: *Regolamento per l'esecuzione del Testo Unico* 18 *giugno* 1931-IX, *n.* 773 *delle leggi di Pubblica Sicurezza* (R. Decreto 6 maggio 1940-XVIII, n. 635 pubblicato nel supplemento ordinario alla « Gazzetta Ufficiale » del 26 giugno 1940-XVIII, n. 149), Istituto Poligrafico dello Stato, 1940.

(9) T. C. Poulter: *The Poulter seismic method of geophysical exploration.* Geophysics, vol. XV, n. 2, 1950.

(10) B. Gutenberg: *On some problems concerning the seismic field methods.* Beiträge zur angewandten Geophysik, 1937.

(11) C. Contini: *La diffrazione nei rilievi sismici a riflessione.* Annali di Geofisica, vol. VI, n. 1, 1953.

TEORIA PER LA DETERMINAZIONE DEL CONTENUTO RADIOATTIVO DEI MINERALI

I

DONATO PALUMBO

Introduzione. — Molti sperimentatori, (1), (2), (3), (4), (5), si sono recentemente occupati della determinazione del contenuto di materiali radioattivi in minerali per mezzo della autoradiografia, ottenuta mediante l'uso di emulsioni nucleari. Alcuni di essi (3), (5), (6) hanno anche cercato di determinare, oltre l'attività totale del materiale, i rapporti tra le quantità di elementi radioattivi appartenenti alle varie famiglie, supposte o no in equilibrio secolare.

D'altra parte, la determinazione dell'esistenza o meno di tale equilibrio rappresenta un notevole problema, la cui soluzione interessa la Geologia e la Vulcanologia. Ora, mentre l'attività totale può essere dedotta dal semplice conteggio delle tracce di particelle α nell'emulsione, gli altri due problemi richiedono la determinazione della distribuzione delle tracce in funzione della lunghezza di esse nell'emulsione, o di grandezze analoghe (proiezioni orizzontale o verticale del percorso). Dal punto di vista pratico ci sembra più comoda la rappresentazione di quello che potrebbe chiamarsi lo spettro integrale delle tracce, cioè la determinazione del numero di tracce aventi cammino totale nell'emulsione (o proiezioni orizzontale o verticale), maggiore di una quantità prefissata. Del resto, analiticamente, si passa subito, per semplice derivazione rispetto ad r, dallo spettro integrale a quello differenziale (numero di tracce aventi cammino totale, o proiezioni, orizzontali o verticali, compreso tra r ed $r + dr$).

Si noti che, per determinare la proiezione verticale vera, e quindi il percorso totale delle particelle α nell'emulsione, (e le loro equivalenti in cm. di aria), occorre conoscere il modo in cui l'emulsione si è deformata durante lo sviluppo. Di solito si tiene conto di tale deformazione moltiplicando la proiezione verticale, misurata al microscopio, per un opportuno coefficiente; ammettendo cioè che la contrazione sia stata uniforme in tutto lo spessore dell'emulsione.

Dell'aspetto teorico dei problemi sopra accennati, si sono occupati diversi Autori ([6]), ([7]), ([8]), ([9]), ([10]).

Sebbene quasi tutte le formule che ricaveremo in questa prima nota siano state trovate, nel caso particolare in cui sia valida la [1′], da qualcuno degli Autori citati, ci sembra non inutile dedurle con un metodo unitario che, come sarà mostrato in seguito, si presta ad essere facilmente generalizzato.

Ci proponiamo quindi di dedurre, in modo molto semplice, le formule che danno il numero di tracce per cm^2 di emulsione esposta e per s. d'esposzione, in funzione, sia della lunghezza totale, che delle proiezioni orizzontale e verticale, e di mostrare come dalla misura di queste grandezze, su un numero convenientemente grande di tracce, si possa risalire alla soluzione dei problemi accennati.

Caso di un solo range. — Consideriamo un minerale limitato inferiormente dal piano di traccia AB, posto a contatto con emulsione nucleare, limitata superiormente dallo stesso piano. Supponiamo che il minerale contenga nuclei radioattivi di diversa specie; sia n_i il numero di tali nuclidi per cm^3; λ_i^α la relativa costante di disintegrazione, e quindi $n_i \lambda_i^\alpha$ il numero di particelle α emesse in 1 s. da tutti i nuclidi della specie i^{ma} contenuti in 1 cm^3 di minerale ($n_i \lambda_i^\alpha$ è indicato da H. v. Buttlar ed F. G. Houtermans ([8]) con $\overset{\circ}{N}_i$). Siano R_{1i}, R_{2i} i ranges delle particelle in questione nel minerale e nell'emulsione.

Si ha evidentemente (v. fig. 1):

$$\frac{a}{R_{1i}} + \frac{b}{R_{2i}} = 1 \qquad [1']$$

In questa nota supporremo valida, come vien fatto abitualmente, ([1]), ([3]), ([7]), ([8]) l'ipotesi di Bragg-Kleemann, che ci permette di porre $R_{1i} = \mu_1 R_i$; $R_{2i} = \mu_2 R_i$; essendo R_i il range in cm d'aria μ_1, μ_2 due coefficienti caratteristici del minerale e dell'emulsione, ma indipendenti dall'energia delle particelle α, la cui determinazione approssimata può farsi, mediante le regole di Bragg-Kleemann, conoscendo la composizione chimica del mezzo ([11]).

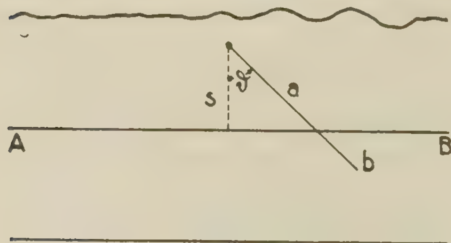


Fig. 1

Indicando con s la distan-

za del generico nuclide emittente dal piano AB, e con ϑ l'angolo formato dalla traiettoria della particella emessa con la normale ad AB, e ponendo $s = \mu_1 z$, $b = \mu_2 r'$, $\cos \vartheta = v$, la [1'] si scrive:

$$r' = R_i - \frac{z}{v} \qquad [1]$$

con:

$$z \geqslant 0 \quad ; \quad 0 \leqq v \leqq 1 \qquad [2]$$

Il numero F_i di tracce, soddisfacenti a talune condizioni geometriche, che saranno specificate sotto, prodotte per cm² di emulsione e per s., sarà dato da:

$$F_i = \frac{1}{4\pi} \int n_i \lambda_i^\alpha \, ds \, . \, d\Omega = \frac{1}{2} \int_S \mu_1 \, n_i \lambda_i^\alpha \, dz \, . \, dv \qquad [3']$$

essendo l'ultimo integrale esteso ad un dominio S del piano (v, z), dominio definito, unitamente alle [2], dalle altre limitazioni imposte a v, z dalle condizioni geometriche volute. Nell'ipotesi che $n_i \lambda_i^\alpha$ e μ_1 non dipendano da s, cioè che il minerale, almeno nelle poche diecine di micron utili (*), sia omogeneo rispetto ad s, la [3'] diventa:

$$F_i = \frac{1}{2} \mu_1 \, n_i \, \lambda_i^\alpha \int_S dz \, . \, dv \doteq \frac{1}{2} \mu_1 \, n_i \lambda_i^\alpha \, \sigma \qquad [3]$$

essendo σ l'area del dominio S.

Il numero di tracce $f_i(r)$, prodotte per cm² di emulsione e s., aventi nell'emulsione cammino r', (misurato in cm d'aria), tale che sia $R_i \geqslant r' \geqslant r$, sarà dato dalla [3], in cui, per la [1], il dominio S è definito dalle [2], e dalla $R_i \geqslant R_i - \frac{z}{v} \geqslant r$; da questa: $(R_i - r) v \geqslant z \geqslant 0$. Quindi S coincide col triangolo OAB, (fig. 2); $\sigma = \frac{1}{2} (R_i - r)$. Ne segue:

$$f_i(r) = \frac{\mu_1 \, n_i \, \lambda_i^\alpha}{4} (R_i - r), \text{ per } 0 \leq r \leq R_i \; ; \; f_i(r) = 0, \text{ per } r > R_i, \qquad [4]$$

risultato ben noto.

Calcoliamo ora il numero di tracce, $\psi_i(y)$, aventi proiezioni verticali y', (in cm d'aria), tali che sia:

$$R_i \geqslant y' \geqslant y$$

(*) Se $\mu_1 \, n_i$ non è costante su tutta la superficie, indicheremo con tale prodotto il valore medio.

Moltiplicando la [1] per $v = \cos\vartheta$, si ha:

$$y' = vR_i - z$$

Si avrà quindi, per il dominio S, la limitazione $R_i \geqslant vR_i - z \geqslant y$, cioè

$$vR_i - y \geqslant z \geqslant R_i(v-1)$$

che, unitamente alle [2], dà, per S, il triangolo CAD (fig. 2). Quindi:

$$\sigma = \frac{(R_i - y)^2}{2R_i}$$

Ne segue, per la [3]:

$$\psi_i(y) = \mu_1 n_i \lambda_i^\alpha \frac{(R_i - y)^2}{4R_i}, \text{ per } 0 \leqslant y \leqslant R_i \;;\; \psi_i(y) = 0, \text{ per } y > R_i. \qquad [5]$$

Calcoliamo infine il numero, $\varphi_i(x)$, di tracce, prodotte per cm^2 di emulsione e per s., aventi proiezioni orizzontali x', (in cm. d'aria), tali che sia $R_i \geqslant x' \geqslant x$. La [1] dà:

$$x' = \operatorname{sen}\vartheta\left(R_i - \frac{z}{\cos\vartheta}\right) = (1 - v^2)^{1/2}\left(R_i - \frac{z}{v}\right)$$

Il dominio S, in questo caso è definito, unitamente alle [2], dalla limitazione:

$$R_i \geqslant (1 - v^2)^{1/2}\left(R_i - \frac{z}{v}\right) \geqslant x$$

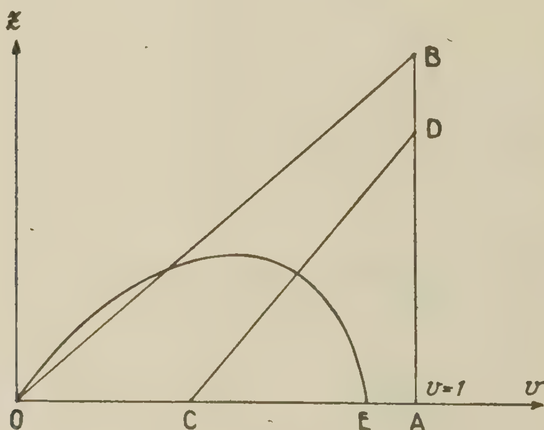


Fig. 2

cioè:

$$v\left[R_i - x(1-v^2)^{-1/2}\right] \geqslant z \geqslant v R_i \left[1-(1-v^2)^{-1/2}\right]$$

Quindi S (fig. 2) è delimitato dall'asse v e dall'arco, con $z>0$, della curva di equazione:

$$z = v\left[R_i - x(1-v^2)^{-1/2}\right],$$

la quale taglia l'asse v nel punto E di ascissa $v^0 = \frac{1}{R_i}(R^2-x^2)^{1/2}$.

Si ha quindi:

$$\sigma = \int_0^{v^0} \left[R_i v - xv(1-v^2)^{-1/2}\right] dv = \frac{(R_i-x)^2}{2 R_i},$$

da cui, per la [3]:

$$\varphi_i(x) = \mu_1 n_i \lambda_i^\alpha \frac{(R_i-x)^2}{4 R_i}, \text{ per } 0 \leqslant x \leqslant R_i\ ;\ \varphi_i(x)=0, \text{ per } x>R_i. \quad [6]$$

La determinazione esatta di questa formula, a partire dalle ipotesi sopra ammesse, è stata tentata da Buttlar e Houtermans ([8]); questi AA., però, forse per una poco felice scelta della variabile indipendente, non pervengono alla [6]. La formula è stata invece trovata successivamente da Van Stijvendael ([12]) ed indipendentemente da Imbò e Casertano ([10]).

È notevole la coincidenza della [6] con la [5]; pensiamo che tale coincidenza possa sfruttarsi per un controllo della legittimità delle ipotesi fatte.

Caso generale. — Supponiamo ora di avere nel nostro minerale, con distribuzione omogenea rispetto a z, p specie diverse di nuclidi attivi α. Pensiamo questi nuclidi ordinati secondo i ranges crescenti delle α da loro emesse, ed indichiamo con n_i le loro concentrazioni medie per cm³, con λ_i^α le rispettive costanti di disintegrazione α, con R_i il percorso in aria delle α emesse ($R_i \leqslant R_{i+1}$), ($i=1, \dots p$).

Ammettiamo per semplicità che si possa supporre che ciascun nuclide emetta particelle α monoenergetiche. (In caso contrario bisognerà contare ciascun nuclide tante volte quanti sono i gruppi monoenergetici di particelle α da esso emesse), e che μ_1 sia costante.

a) Indicando con $f(r)$ il numero di tracce per cm² di gelatina e s., aventi nell'emulsione cammino totale r' (in cm di aria), $r' \geqslant r$ si ha: $f(r) = \sum_{1}^{p}{}_k f_k(r)$, e per la [4]:

$$f(r) = \frac{\mu_1}{4} \sum_{i+1}^{p}{}_k n_k \lambda_k^{\alpha} (R_k - r) = \frac{\mu_1}{4} \sum_{i+1}^{p}{}_k n_k \lambda_k^{\alpha} R_k - \frac{\mu_1}{4} \sum_{i+1}^{p}{}_k n_k \lambda_k^{\alpha} r; \ (R_i \leqslant r \leqslant R_k) \quad [7]$$

che rappresenta un segmento di retta. Porremo poi: $u(r) = \dfrac{4}{\mu_1} f(r)$.

La $f(r)$, cioè lo spettro integrale delle tracce, e la grandezza proporzionale $u(r)$, saranno quindi rappresentate da poligonali, i cui lati avranno rapporti direttivi, in valore assoluto, decrescenti. Le ascisse dei vertici della spezzata $u(r)$, sono i valori dei ranges. Indicheremo con u_0, u_1 ... le corrispondenti ordinate. La differenza tra i rapporti direttivi m_i, m_{i+1}, di due suoi lati consecutivi dà evidentemente:

$$|m_i| - |m_{i+1}| = n_i \lambda_i^{\alpha} \quad [7']$$

Si noti che il lato i^{mo} taglia l'asse delle ordinate u nel punto $(0, u^0_i)$ dato da:

$$u_i^0 = \sum_{i}^{p}{}_k R_k n_k \lambda_k^{\alpha}$$

quindi

$$n_i = \frac{u^0_i - u^0_{i+1}}{\lambda_i^{\alpha} R_i} \quad [7'']$$

La [7'] può scriversi nella forma, forse più comoda:

$$\lambda_i^{\alpha} n_i = \frac{u_{i-1} - u_i}{R_i - R_{i-1}} - \frac{u_{i+2} - u_i}{R_{i+1} - R_i} \quad [8]$$

Si può quindi determinare graficamente, o con semplicissimi calcoli, la concentrazione dei vari nuclidi, senza fare alcuna ipotesi sull'equilibrio delle famiglie radioattive alle quali appartengono, conoscendo solo i valori di $f(r)$ per i soli valori di r coincidenti con i ranges dei diversi nuclidi attivi.

Evidentemente è più semplice il calcolo relativo al nuclide di range massimo, ché in tal caso, la [7] assume la forma $u_{p-1} = (R_p - R_{p-1})\, n_p \lambda_p^{\alpha}$, da cui:

$$\lambda_p^{\alpha} n_p = \frac{u_{p-1}}{R_p - R_{p-1}} \quad (8')$$

Se i vari nuclidi costituiscono una famiglia radioattiva in equilibrio secolare, nell'ipotesi che non vi siano biforcazioni, (il che può, con ottima approssimazione assumersi nel caso della famiglia dell'*U* 238, ma non per quella del *Th* 232), si avrà:

$$n_i \; \lambda_i^{\alpha} = \text{cost.}$$

quindi, per la [7″], i prolungamenti dei lati della poligonale che rappresenta lo spettro integrale della famiglia in equilibrio, incontreranno l'asse delle u in punti aventi, tra loro, distanze proporzionali ai ranges.

Sempre nel caso dell'equilibrio, se si dispone di una statistica sufficientemente ricca, la [8′] permette di ricostruire lo spettro integrale della famiglia, partendo dalla sola conoscenza del numero di tracce aventi lunghezza superiore al penultimo range. Nel caso della famiglia del Torio, bisogna tenere ovviamente conto della biforcazione del *ThC*.

Questa famiglia, a causa della brevità delle vite medie dei suoi costituenti, può sempre ritenersi in equilibrio. In tale famiglia, il *ThC′* emette particelle α aventi range maggiore, non solo di quelle degli elementi della stessa famiglia, ma anche di tutte quelle delle famiglie dell'*U* 238 e dell'*U* 235.

Quindi, disponendo dello spettro integrale prodotto da un minerale che contenga un miscuglio di famiglie radioattive, anziché usare le [7′], [7″], [8], sarà più comodo detrarre, per mezzo della [8′], lo spettro integrale della famiglia del *Th* in equilibrio.

Lo spettro rimanente andrà interpretato per mezzo delle formule generali.

b) Prendendo come variabile la proiezione orizzontale (o verticale), delle tracce nell'emulsione, per il numero $\varphi(x)$, oppure $\psi(y)$, di tracce aventi proiezione orizzontale x', (o verticale y'), $x' \geqslant x$, (oppure $y' \geqslant y$), si avrà, per [5], [6]:

$$\varphi(x) = \sum_{1}^{p}{}_k \, n_k \lambda_k^{\alpha} \, \varphi_k(x) = \frac{\mu_1}{4} \sum_{i+1}^{p}{}_k \, n_k \, \lambda_k^{\alpha} \frac{(R_k - x)^2}{R_k} =$$

$$= \frac{\mu_1}{4} \sum_{i+1}^{p}{}_k \, n_k \lambda_k^{\alpha} R_k - \frac{\mu_1}{2} \Big(\sum_{i+1}^{p}{}_k \, n_k \lambda_k^{\alpha}\Big) x + \frac{\mu_1}{4} \Big(\sum_{i+1}^{p}{}_k \frac{n_k \lambda_k^{\alpha}}{R_k}\Big) x^2 \quad (R_i < x \leqslant R_{i+1}) \qquad [9]$$

La $\varphi(x)$ risulta continua con le sue derivate prime, in tutto l'intervallo $0 \leq x \leqslant R_p$. Lo spettro integrale sarà quindi rappresentato da

una catena di archi di parabole. Posto, come sopra $u(x) = \frac{4}{\mu_1} \varphi(x)$, ed indicando con u_i, u_{i+1}, $u_{i+1|2}$ rispettivamente le ordinate dei punti di ascisse R_i, R_{i+1}, $\frac{1}{2}(R_i + R_{i+1})$ si trova facilmente:

$$\sum_{i+1}^{p}{}_k \frac{n_k \lambda_k^{\alpha}}{R_k} = \frac{u_i + u_{i+1} - 2\, u_{i+1|2}}{2\,(R_{i+1} - R_i)^2}$$

$$\frac{n_i \lambda_i^{\alpha}}{2\, R_i} = \frac{u_{i-1} + u_i - 2\, u_{i-1|2}}{(R_i - R_{i-1})^2} - \frac{u_i + u_{i+1} - 2\, u_{i+1|2}}{(R_{i+1} - R_i)^2} \qquad [9']$$

Per la determinazione di n_p si ha la formula, analoga alla [8']:

$$n_p \lambda_p^{\alpha} = \frac{R_p\, u_{p-1}}{(R_p - R_{p-1})^2} \qquad [9'']$$

Analogamente a quanto detto sopra, nel caso della distribuzione dei cammini totali, quest'ultima permette, di detrarre dallo spettro integrale ottenuto sperimentalmente, quello della famiglia del torio. Nell'ipotesi che le sole famiglie presenti nel minerale siano quelle del *Th*, ed *U* 238, l'equilibrio o meno di quest'ultima famiglia può essere studiato più comodamente, anziché sullo spettro ottenuto sperimentalmente, su quello ricavato dopo aver detratto da questo lo spettro integrale della famiglia del Torio. L'interpretazione dello spettro della famiglia dell'Uranio, così ottenuto, potrà essere fatta per mezzo della [9]. O, più semplicemente, (e questa osservazione vale anche per il caso *a*), si potranno detrarre da quest'ultimo spettro, notando che il range più lungo della famiglia appartiene al Radio *C'*, le tracce dovute agli elementi compresi tra il Radio ed il Polonio, facendo uso della [9'']. Infatti questi elementi sono tutti di vita molto breve, e quindi, certamente, in equilibrio tra loro.

c) Gli spettri differenziali sono dati dalle derivate, (cambiate di segno), delle [7], [9].

Il primo è costituito da una gradinata di segmenti rettilinei, paralleli all'asse *r*; la distanza tra due gradini consecutivi è proporzionale ad *n*.

Il secondo si riduce, alla

$$\psi'(x) = -\frac{\mu_1}{2} \sum_{i+1}^{p}{}_k\, n_k \lambda_k^{\alpha} \left(1 - \frac{x}{R_k}\right) \qquad [10]$$

che rappresenta una spezzata di segmenti di retta.

Ringraziamo il prof. M. Santangelo, per averci proposto questo calcolo, e per i numerosi consigli datici.

Palermo — Istituto di Fisica — Febbraio 1953.

RIASSUNTO

Considerando una lamina piana di spessore grande rispetto al percorso delle particelle α, *contenente atomi radioattivi* α, *sovrapposta ad una emulsione nucleare, viene risolto il problema della determinazione del numero di tracce prodotte nell'emulsione dalle particelle* α *emesse, in funzione della loro lunghezza, della loro proiezione orizzontale e della loro proiezione verticale, nell'ipotesi, generalmente ammessa, che, per le particelle* α, *i percorsi nella materia, siano proporzionali a quelli nell'aria.*

Indicando con f(x), φ (x), ψ (x) *il numero di tracce prodotte per* cm^2 *di emulsione e secondo, aventi rispettivamente, nell'emulsione, lunghezza totale, proiezioni orizzontale o verticale, maggiori di* x, *(essendo* x *misurato in cm d'aria equivalenti), si ha:*

$$f(x) = \frac{\mu_1}{4} \sum_{i+1}^{p}{}_k \, n_k \lambda_k^{\alpha} (R_k - x)$$

$$R_i \leq x \leq R_{i+1}$$

$$\varphi(x) = \psi(x) = \frac{\mu_1}{4} \sum_{i+1}^{p}{}_k \frac{n_k \lambda_k^{\alpha}}{R_k} (R_k - x)^2$$

In queste formule μ_1 *è il rapporto tra il percorso nel minerale e quello in aria;* $R_i, \ldots R_p$ *i ranges delle particelle* α *emesse dai vari nuclidi, misurati in cm d'aria e disposti in ordine crescente,* n_k, λ_k^{α} *il numero di nuclidi della specie* k^{ma} *per* cm^3 *e la corrispondente costante di disintegrazione* α.

Queste formule sono indipendenti da ogni ipotesi sull'equilibrio delle famiglie radioattive presenti nel minerale.

SUMMARY

Considering a plane lamina containing alpha-radioactive atoms, whose thickness is great with respect to the range of the alpha particles, and exposed to nuclear emulsion; the problem of the determination of the number of tracks produced in the emulsion by the alpha parti-

cles is resolved as a function of their lengths, and of their horizontal and vertical projections. We have used the hypothesis, generally admitted, that for alpha particles, the range in materials is proportional to that in air.

Indicating with f(x), φ(x), ψ(x) *the number of tracks produced per cm² of emulsion and second, whose total length, horizontal and vertical projection in emulsion is greater than* x, (x *in cm of air equivalent*), *we obtain:*

$$f(x) = \frac{\mu_i}{4} \sum_{i+1}^{p}{}_{k} n_k \lambda_k^{\alpha} (R_k - x)$$

$$R_i \leq x \leq R_{i+1}$$

$$\varphi(x) = \psi(x) = \frac{\mu_1}{4} \sum_{i+1}^{p}{}_{k} \frac{n_k \lambda_k^{\alpha}}{R_k} (R_k - x)^2$$

In these formulae μ_1 *is the ratio of the range in the mineral to that in air*; $R_i \ldots R_p$ *the ranges of the alpha particles emitted by the various nuclides, in cm airequivalent and arranged in increasing order,* n_k *and* λ_k^{α} *are respectively, the number of nuclides of the specie* k^{ma} *per cm³, and the constant of alpha disintegration.*

These formulae are independent of any hypotheses on the state of equilibrium of the radioactive families present in the mineral.

BIBLIOGRAFIA

(1) H. Yagoda· *Radioactive measurements with nuclear emulsions* (N. Y. 1949). Cap. VII.

(2) F. Bachelet, E. M. Ferretti-Sforzini, F. Ippolito: N. Cim., VIII, 851 (1951)

(3) S. Milone-Tamburino, A. Stella: N. Cim., IX, 253 (1952).

(4) E. E. Picciotto: Bull. Phys. Nucl. Bruxelles, N. 33 (1952).

(5) H. v. Buttlar, N. Isaac: Bull. Phys. Nucl. Bruxelles, N. 36 (1952).

(6) J. W. Bremner: Proc. Phys. Soc., A 64, 25 (1951).

(7) I. Curie: Jour. Phys. et Rad., 7, 313 (1946).

(8) H. v. Buttlar, F. G. Houtermans: Geoc. et Cosmoc. Acta, 2, 43 (1951).

(9) R. D. Evans: Phys. Rev., 45, 29 (1934); ib. 65, 216 (1944).

(10) G. Imbò - L. Casertano: Annali di Geofisica, III, 4 (1950), pag. 475.

— —: Annali di Geofisica, V, 1 (1952), pag. 1.

(11) H. Yagoda: o. c., pag. 83.

(12) Van Stijvendael: Bull. Phys. Nucl. Bruxelles, N. 28 (1951).

RILIEVO GEOFISICO DELL'ALTIPIANO DI ASIAGO

CARLO MORELLI

1. *Premessa.* — L'Istituto Nazionale di Geofisica ha in programma la creazione di un Osservatorio magnetico di 1° ordine anche nell'Italia sett., che con gli altri in corso di costruzione nelle Marche, in Sicilia ed in Sardegna completi i caposaldi magnetici della nuova rete geofisica italiana.

È ben nota però la difficoltà di trovare, specie nell'Italia sett., una località che risulti idonea ad una tale costruzione.

Per suggerimento del chiar.mo prof. Giorgio Dal Piaz, esperto conoscitore della Geologia della regione, la scelta cadde sull'Altipiano di Asiago, per essere esso costituito da uno strato di calcare di notevole spessore, e per essere praticamente esente dai disturbi dovuti alle ferrovie e linee elettriche.

Senonché, come è dimostrato chiaramente dalle carte geologiche, esso è quasi un'isola magneticamente non perturbata, circondata da manifestazioni vulcaniche: a Nord dalle enormi manifestazioni ignee intrusive (granito) del massiccio di Cima d'Asta, a Sud dalle estreme propaggini settentrionali dei Berici. Rimaneva quindi da accertare se tali manifestazioni vulcaniche non continuassero anche sotto il calcare, in maniera da poter arrecare sensibili disturbi in superficie; o se addirittura nel calcare stesso non esistessero intrusioni verso la superficie.

Venne perciò deciso di effettuare un rilievo geofisico nella zona in discussione, con stazioni più dense nella parte centrale dell'Altipiano, dove interessava anche il comportamento geofisico locale per l'eventuale scelta del posto per l'Osservatorio; e con carattere vieppiù regionale verso i margini dell'altipiano e nelle zone circostanti.

Il rilievo consta di una parte magnetica e di una parte gravimetrica, eseguite contemporaneamente dal 1° al 20 agosto 1952, con i criteri ed i risultati più sotto esposti.

2. *Rilievo magnetico.* — Le misure sono state effettuate con variometri magnetici di Schmidt, e sono state misurate solo differenze nella componente verticale *Z*. Sono stati adoperati due variometri, la cui

costante di scala ε_z è stata determinata prima della campagna e controllata alla fine della stessa:

Askania n. 509983	:	$\varepsilon_z = 9.65$	γ /div.
Ruska n. 2988	:	$= 9.45$	»/» .

Ogni strumento era corredato da due treppiedi, che venivano messi in ciascuna stazione a circa 20÷30 m uno dall'altro, allo scopo di controllare la normalità della stazione stessa.

Come base di partenza si è assunto il picchetto nel parco dell'Osservatorio Astrofisico di Asiago, circa 150 m a SE della cupola. Non disponendo ancora in Italia di una base assoluta per la Z, tale punto è stato collegato alla fine di giugno 1952 con l'Osservatorio magnetico di Fürstenfeldbruck, in Baviera, mediante due variometri magnetici Askania tarati con la più grande cura, e dividendo l'intervallo in tre tratte, sia per la sua ampiezza che per gli impedimenti dei confini.

La differenza misurata è stata:

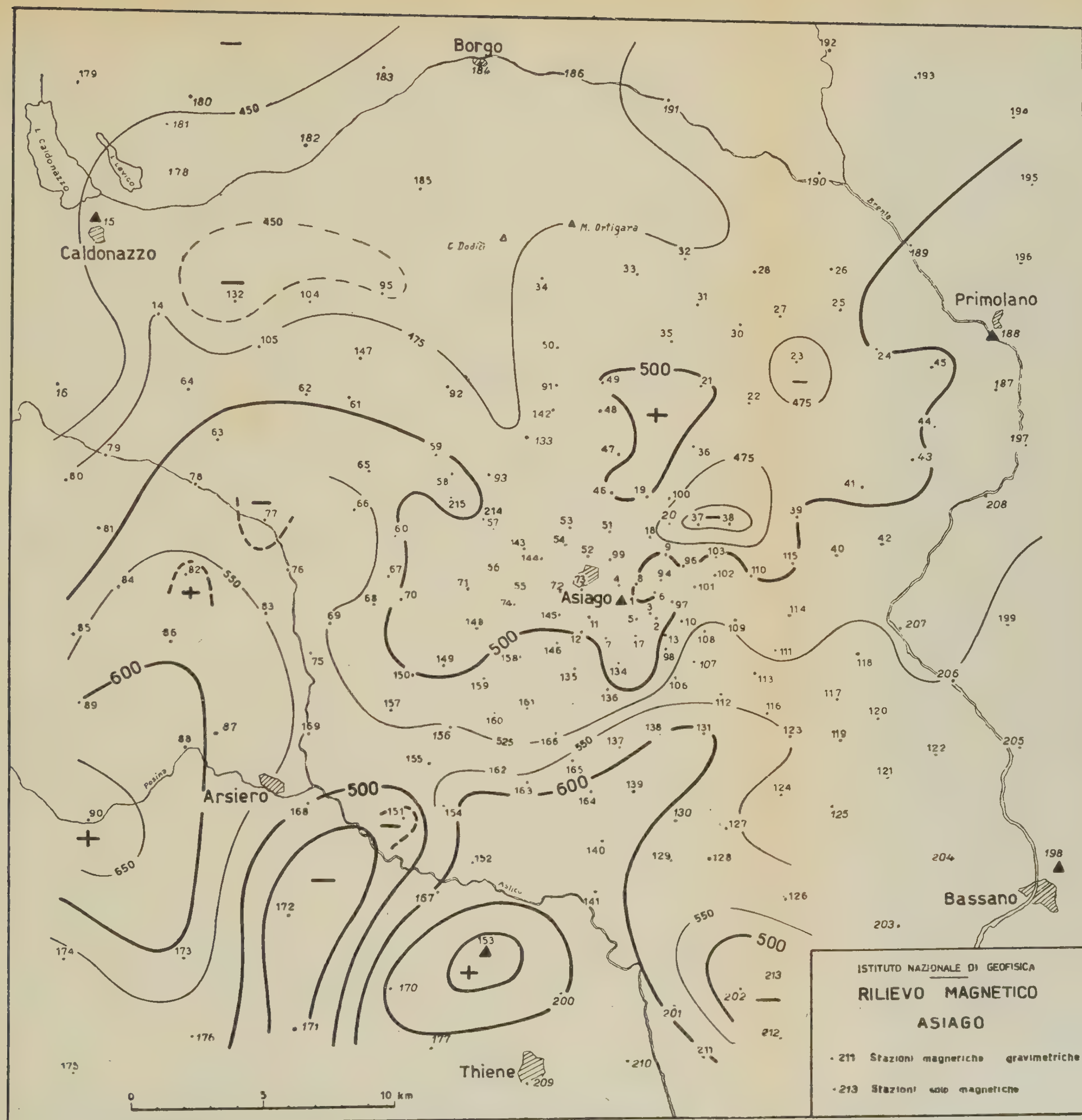
$$\Delta Z = -1329\ \gamma\ ,$$

per cui, essendo stato di valore di Fürstenfeldbruck nell'agosto 1952 $Z = 0.41833$, la base di partenza ad Asiago assume il valore $Z = 0.40504$.

Per la variazione diurna, si sono utilizzati i magnetogrammi della stazione registratrice con variometri Ruska, allestita provvisoriamente in una cantina dell'Osservatorio Astrofisico di Asiago fin dal 23 febbraio 1952, con le seguenti sensibilità:

Variometro	Z_1	:	1.75	γ/mm
	Z_2	:	5,74	γ/mm
Variometro	H_1	:	5,52	γ/mm
	H_2	:	17.95	γ/mm
Variometro	D_1	:	52.47	″/mm
	D_2	:	154.49	″/mm

Sono state seguite le consuete [1] regole ed avvertenze per l'esecuzione delle misure, distribuendo le stazioni in circuiti chiusi. Dagli



ISOANOMALE (40.000 γ + ...) DELLA COMPONENTE VERTICALE DEL CAMPO MAGNETICO TERRESTRE

Fig. 1

errori di chiusura di questi l'errore medio di una singola stazione risulta:

$$m = \pm 4.8 \, \gamma \ .$$

Complessivamente, sono state eseguite 215 stazioni magnetiche, la cui distribuzione risulta dalla *fig. 1.*

Nella stessa *fig. 1* è riportata anche la distribuzione delle anomalie magnetiche, quali risultano dopo aver applicato ai valori, già ridotti per la variazione diurna e compensati per gli errori di chiusura dei circuiti, le correzioni normali di latitudine e di longitudine.

Essendo esse per la regione in esame ([1])

$$-\ 6.065 \quad \gamma/\mathrm{km} \qquad \mathrm{e} \qquad +\ 0.35 \quad \gamma/\mathrm{km}$$

sono state applicate in funzione delle differenze di latitudine e di longitudine di tutte le stazioni dal n. 1, con i seguenti coefficienti:

$$-\ 0.19643 \quad \gamma/1'' \qquad \mathrm{e} \qquad +0.01621 \quad \gamma/1'' .$$

3. *Discussione delle anomalie magnetiche* — Essendo la suscettività magnetica del calcare molto bassa, come del resto quella delle rocce sedimentarie ed eruttive acide (suscettività inferiore a 700.10^{-6}), mentre invece sono cospicui i valori connessi con le rocce cristalline ed eruttive basiche (fino a $15.000.10^{-6}$), la salita di queste da profondità tenderà ovunque ad aumentare il valore delle anomalie osservate. Sicché in definitiva sarà lecito, almeno in generale, considerare quali valori magnetici *normali* per la zona in esame i più bassi, e riferire le differenze da questi al contributo delle masse vulcaniche soprammenzionate.

Nella zona dell'Altipiano di Asiago il massimo spessore di calcare, o almeno di calcare senza batoliti, si avrebbe quindi proprio nella zona della città di Asiago, con una radice locale più profonda verso NE.

La risalita del fondo sottostante alla dolomia sarebbe quindi più rapida al Sud di Asiago, mentre all'esterno dell'Altipiano, sul fronte meridionale, dominano le caratteristiche anomalie locali connesse con i basalti e le porfiriti.

Domina ancora a SW la grande anomalia positiva di Posina, molto allungata nel senso della latitudine: essa è causata dalla massa porfiritica intrusiva (laccolitica) M. Alba-Posina, e conferma così pienamente le intuizioni del prof. Fabiani (*v. fig. 2*).

Verso la parte Nord dell'Altipiano le anomalie magnetiche sono molto più regolari, segno questo che mancano in profondità le intrusioni batolitiche; e diminuiscono, in conseguenza probabilmente dell'aumentato spessore del calcare con l'aumentare della quota.

Anche nella zona della Val Sugana esaminata, e verso i laghi di Caldonazzo e Levico, i valori magnetici osservati sono regolari, in

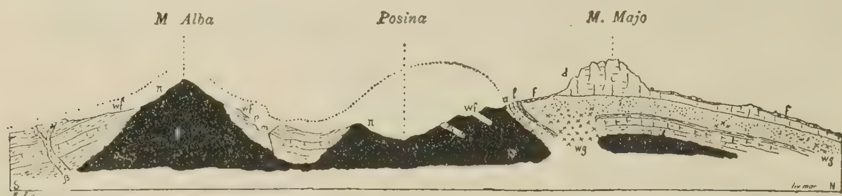


Fig. 2 - Sezione attraverso la massa porfiritica intrusiva (laccolitica) M. Alba-Posina, secondo Fabiani (2).
m, Micascisti; *p*, Permiano; *wf*, Werfeniano; *a*, Anisico; π, porfirite intrusiva; *l*, Ladinico inferiore (Buchenstein); *wg*, formazioni eruttive e piroclastiche del Ladinico superiore (Wengen); *d*, Dolomia principale; β, filone di roccia basaltica; *f*, materiali di frana.

accordo con i bassi valori della suscettività magnetica delle rocce ivi esistenti.

In conclusione, possiamo dire che le misure magnetiche confermano l'omogeneità e la normalità delle condizioni sull'altipiano dei Sette Comuni, e precisano a Sud i limiti di penetrazione delle manifestazioni vulcaniche.

4. *Rilievo gravimetrico.* — Contemporaneamente al rilievo magnetico, è stato eseguito anche un rilievo gravimetrico. La difficoltà maggiore per una uniforme distribuzione delle stazioni gravimetriche è in questi casi, com'è noto, la necessità di eseguire le misure gravimetriche in punti di cui sia nota la quota: nella zona in esame ci si è riferiti, per quanto possibile, ai trigonometrici dell'Istituto Geografico Militare; e, dove questi mancavano, ai punti quotati delle tavolette al 25.000. Pochissime le possibilità di riferirsi ai caposaldi altimetrici della livellazione geometrica dell'I.G.M., oppure alla livellazione del piano del ferro delle FF.SS.

Lo strumento impiegato è stato il gravimetro Worden n. 50, con

ISOANOMALE SECONDO BOUGUER — EQUIDISTANZA 2 mgal

Fig. 3

i consueti criteri operativi e di riduzione (³). Complessivamente sono state eseguite 206 stazioni gravimetriche, la cui distribuzione risulta dalla *fig. 3*.

Lo schema delle densità adottate per il calcolo della calotta e della correzione topografica, estesa fino alla zona *L*, risulta dalla *fig. 4*.

Nella *fig. 5* sono riportati invece il campo regionale e le anomalie locali.

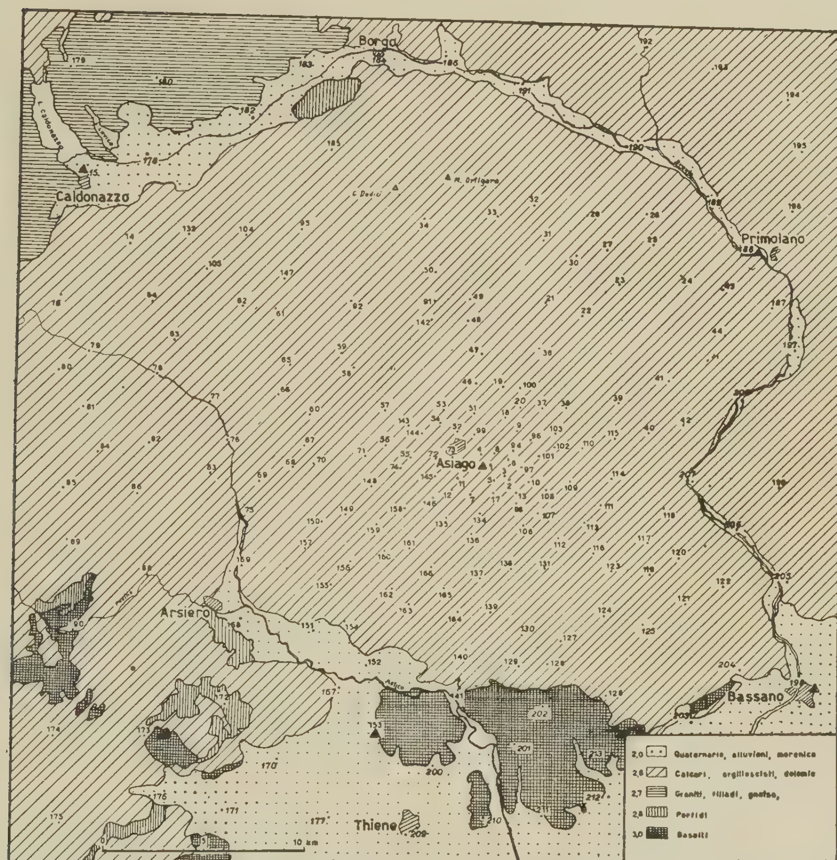


Fig. 4 - Differenziazione schematica delle densità, per il calcolo della correzione per la calotta e topografica.

Come stazione di riferimento si è fissato un punto davanti alla soglia della cupola dell'Osservatorio Astrofisico di Asiago, che è stato poi collegato, attraverso Carré, con la base di Vicenza (⁴).

Il risultato è stato il seguente:

Stazione	Δ g (*mgal*)	g (*gal*)
Vicenza		980,681.60
	— 36.32	
Carré		,645.28
	— 154.64	
Asiago n. 1		,490.64

La monografia delle predette stazioni è la seguente:

Carré: Sotto il portico del fabbricato di fronte alla fermata ferroviaria (km 5 + 960).

Asiago: Osservatorio Astrofisico, a m 1.30 dalla soglia d'ingresso Sud alla Cupola.

5. *Discussione delle anomalie gravimetriche.* — L'esame della *fig. 3* mostra anzitutto chiaramente come l'Altipiano di Asiago si trovi ([3]) nella zona di transizione fra la grande anomalia gravimetrica negativa del centro delle Alpi, conseguente ai fenomeni responsabili dell'equilibrazione isostatica, e la grande anomalia positiva a Sud, di origine magmatica, le cui manifestazioni più cospicue esterne sono i Berici - Lessini - Euganei.

In tale zona di transizione il campo gravimetrico risulta molto perturbato, per tre differenti motivi:

1° *Carsismo.* Nel calcare tale fenomeno è molto diffuso, per cui in tutto l'altipiano di Asiago si hanno dei grandi deficit di densità derivanti dalle cavità naturali, che in gran numero esistono nella zona (solo in minima parte note). Da ciò principalmente il gran numero di anomalie gravimetriche negative, quali risultano sia dalla *fig. 3* che dalla *fig. 5.*

2° *Intrusioni magmatiche.* In conseguenza della diminuzione dello spessore del Sial per effetto delle correnti di convezione magmatiche (teoria dell'*Eincknickung* ([5]) di Vening Meinesz), tutta la zona è caratterizzata da intrusioni magmatiche molto diffuse, sia a Sud dell'altipiano calcareo che al di sotto del suo bordo meridionale. Ciò risulta chiaramente sia dalle anomalie gravimetriche che da quelle magnetiche, e conferma le intuizioni dei geologi ([2]) ([6]).

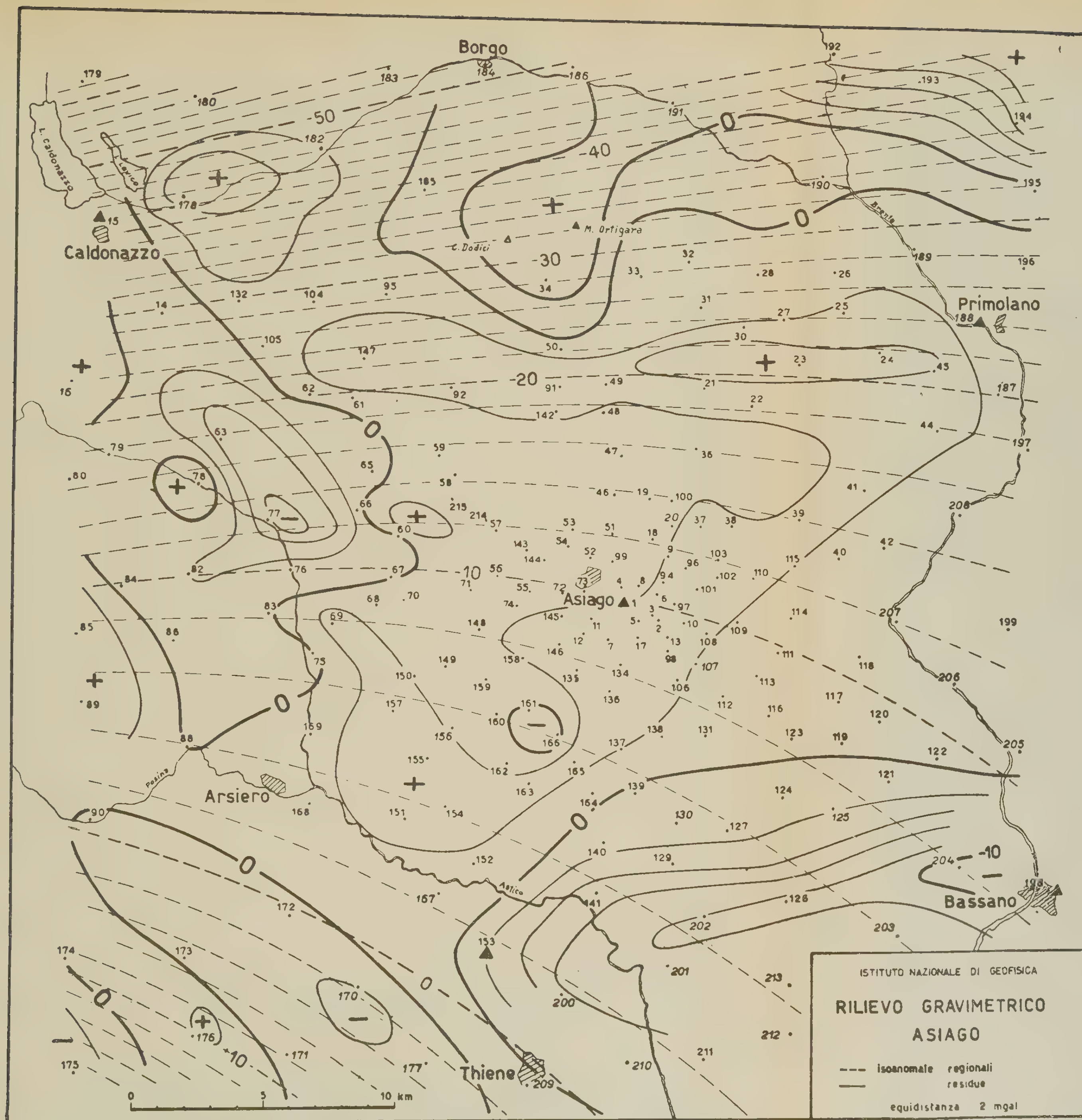


Fig. 5 - Campo gravimetrico ed anomalie locali.

3° *Pieghe, prevalentemente a ginocchio, al bordo merid.* Tale tipo di pieghe (2) (7), comportando il trascinamento verso il basso di materiale meno denso (*fig. 6*), è ugualmente connesso con anomalie

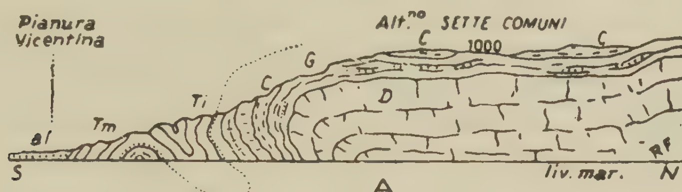


Fig. 6 - Piega a ginocchio al margine Sud dell'Altipiano di Asiago, secondo Fabiani (6).
D, Dolomia del Trias sup.; *G*, Giurese; *C*, Cretaceo; *Ti*, Terziario inf.; *Tm*, Terziario medio; *Al*, Alluvioni.

gravimetriche negative: tale causa è quindi da attribuirsi probabilmente alla grande anomalia gravimetrica negativa sul margine Sud dell'Altipiano.

Oppure si può ammettere che questa sia l'estrema propaggine nord-occidentale della grande sinclinale di fondo a SE di Bassano (3),

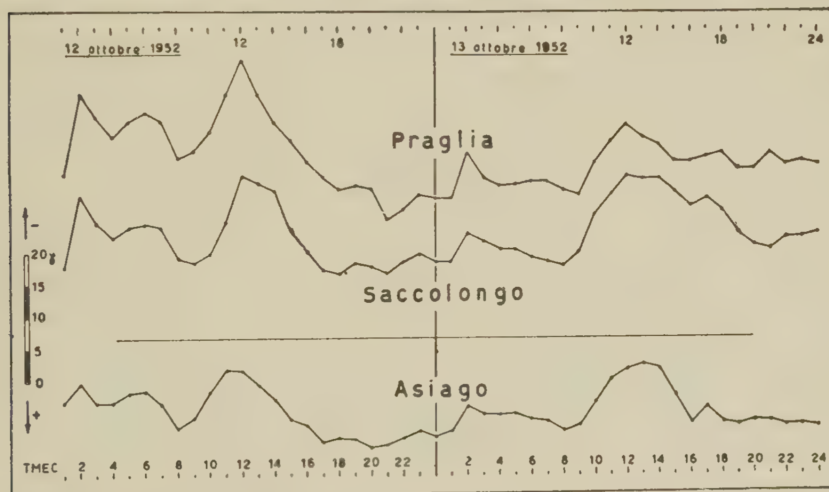


Fig. 7 - Variazione diurna della *Z* in tre differenti stazioni (Praglia = Euganei; Saccolongo = avampaese degli stessi; Asiago).

con conseguente trascinamento verso il basso delle pieghe sopraddette.

L'esame del *campo regionale* (*fig. 5*) conferma il carattere di zona di transizione sopra menzionato, fra il gradiente negativo molto forte a Nord e il gradiente positivo altrettanto forte a Sud.

Le *anomalie residue*, oltre a quella negativa molto spiccata a SE di cui si è già parlato, ne registrano un'altra negativa bene individuata anche al margine W dell'Altipiano, probabilmente dovuta a motivo analogo.

Anche da queste possiamo concludere che le misure gravimetriche confermano quanto già avevano indicato le misure magnetiche, cioè l'omogeneità e la normalità delle condizioni dell'Altipiano dei Sette Comuni; e precisano i limiti dell'attività tettonica circostante.

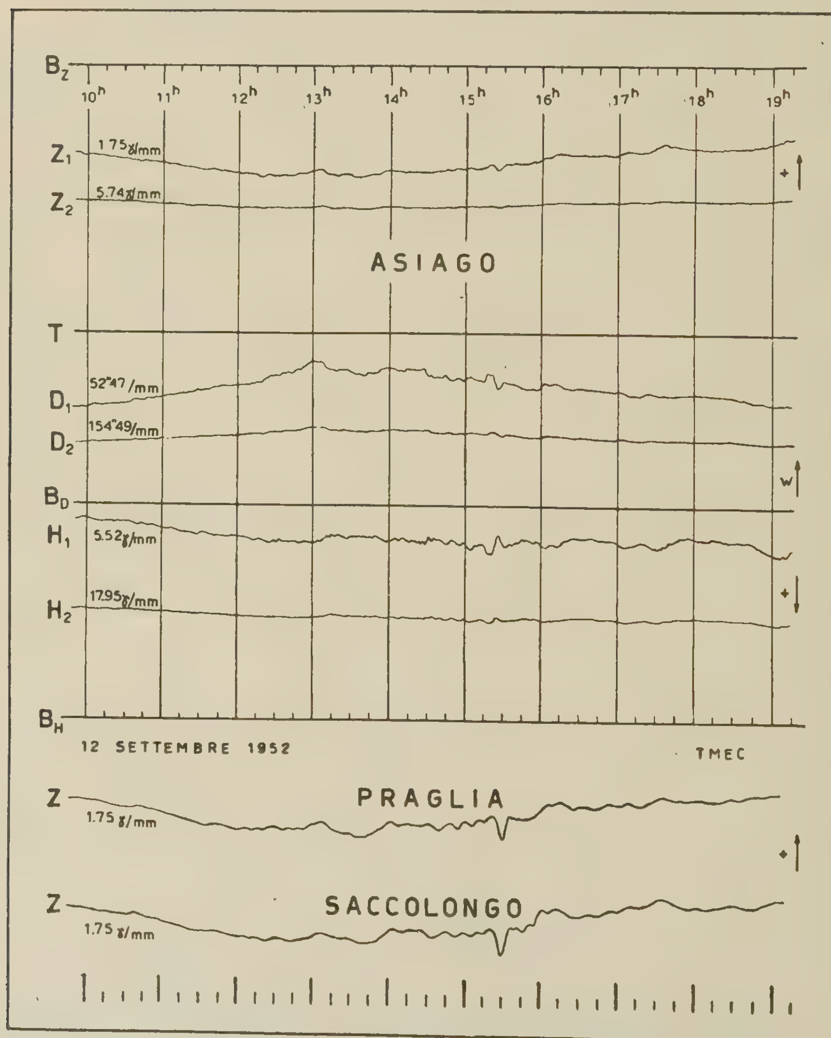


Fig. 8 - Esempio di diagramma completo per Asiago, con micropulsazioni anche a Praglia e Saccolongo.

In generale poi, anomalie gravimetriche e magnetiche presentano un quadro notevolmente diverso, come appunto dev'essere, derivando da fenomeni fisici differenti (se pure per altri aspetti connessi).

6. *Variazioni magnetiche nel tempo.* — Oltre che alle variazioni geofisiche nello spazio, era importante studiare il comportamento dell'Altipiano di Asiago alle variazioni magnetiche nel tempo. Un anno di registrazioni della stazione sopra menzionata a tre componenti, in funzione provvisoriamente presso l'Osservatorio Astrofisico di Asiago, hanno dimostrato ormai la assoluta normalità delle condizioni ma-

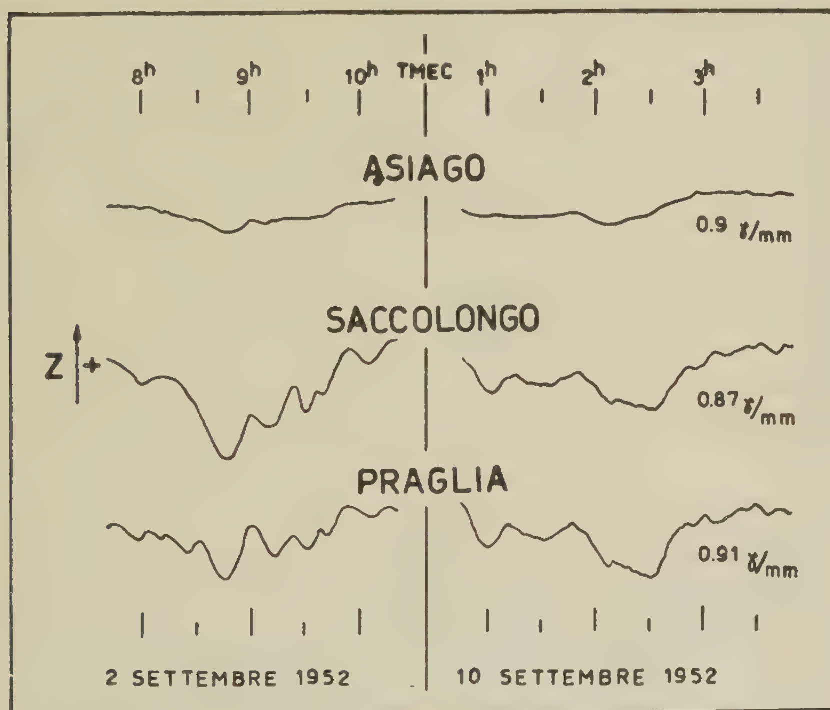


Fig. 9 - Casi di micropulsazioni sugli Euganei, e non ad Asiago.

gnetiche sull'Altipiano. Nessuna causa di perturbazione è presente, né è apprezzabile l'influsso di eventuali cause lontane.

Una prova diretta si è potuta avere anche dal confronto fra le registrazioni di Asiago e quelle di due stazioni registratrici provvisorie, allestite a *Praglia* (45° 21′,7 N, 0° 43′,0 W Monte Mario: sugli Euganei) e *Saccolongo* (45° 24′,3 N, 0° 42′,1 W: a Nord degli Euganei) in occasione del rilievo magnetico e gravimetrico dell'avampaese degli

stessi. Queste due stazioni erano costituite da due bilancie magnetiche Askania, con testa di registrazione a cellula fotoelettrica e registratore a galvanometro; sensibilità:

Praglia 0,9097 γ/mm ; Saccolongo 0,8721 γ/mm.

Hanno funzionato, se pur non continuamente, dal 2 settembre al 19 novembre 1952.

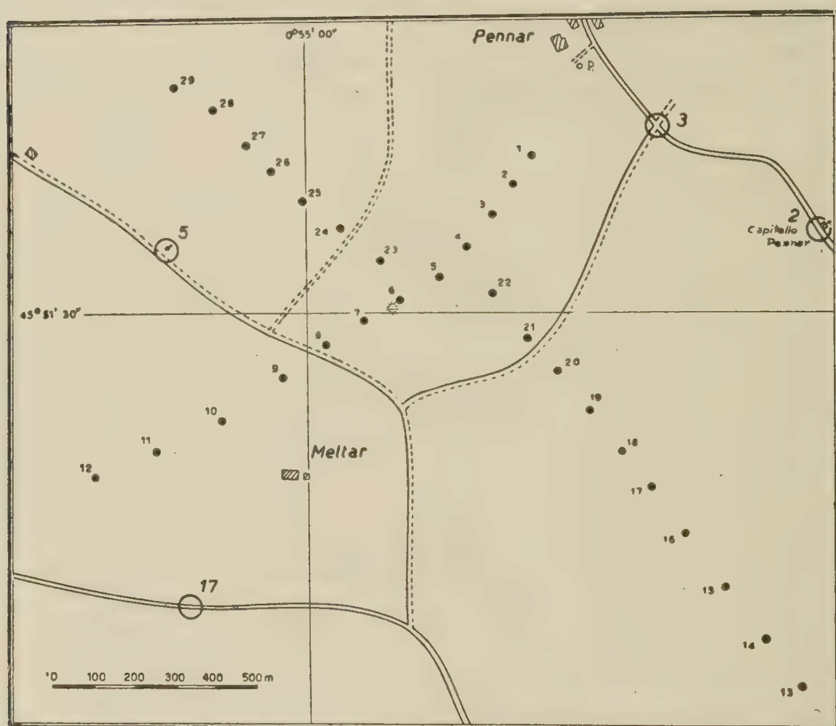


Fig. 10 - Zona prescelta a SE di Asiago.

La similitudine della variazione diurna registrata nelle tre località è stata sempre perfetta; solo l'ampiezza sugli Euganei risulta un po' esaltata.

Riportiamo in *fig. 7* un esempio di tale variazione.

Anche le microvariazioni del campo magnetico terrestre si ritrovano fedelmente riprodotte ad Asiago, come del resto nelle altre due stazioni. Riportiamo un esempio in *fig. 8*. Anche ora, l'ampiezza sugli Euganei è maggiore: interessante fenomeno, da meritare una ricerca a parte. Tanto più che in qualche (raro) caso, sono state registrate

micropulsazioni identiche a Praglia e Saccolongo, e nessuna traccia ad Asiago (*fig. 9*).

Ad ogni modo, quello che interessava mettere in evidenza era la normalità di Asiago rispetto alle variazioni magnetiche: e questa è stata provata anche dai confronti qui menzionati.

7. *Conclusioni.* — In conclusione, possiamo dire che l'Altipiano di Asiago si presta per la costruzione di un Osservatorio magnetico di 1° ordine come ben poche altre località nell'Italia sett.

Rimaneva ancora da cercare il posto più idoneo per l'eventuale costruzione dell'Osservatorio stesso. Considerazioni di natura logistica consigliavano di non allontanarsi troppo dall'abitato di Asiago e dall'attuale Osservatorio Astrofisico; una zona pianeggiante, aperta, con tutti i requisiti richiesti venne fortunatamente trovata a 3 km a SE

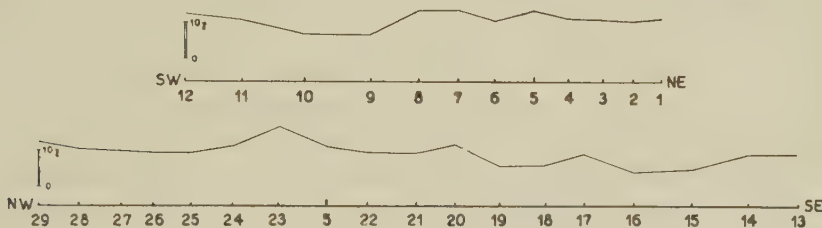


Fig. 11 - Risultati del rilievo di dettaglio.

di Asiago, e quindi a 1250 m a SE dell'Osservatorio Astrofisico, in località Pennar (a Sud delle stazioni magnetiche 2, 3 e 5; v. *fig. 1*).

Un rilievo di dettaglio, costituito da una sezione trasversale ed una longitudinale (*fig. 10*), ha dato risultati del tutto normali (*fig. 11*).

Istituto Nazionale di Geofisica — Osserv. di Trieste — Febbraio 1953.

RIASSUNTO

Per studiare il comportamento geofisico dell'Altipiano calcareo di Asiago, è stato eseguito nell'agosto 1952 un rilievo magnetico di 215 stazioni ed un rilievo gravimetrico di 206 stazioni, sull'Altipiano stesso e zone circostanti. Strumenti impiegati: variometro per la componente

verticale, e gravimetro Worden n. 50. I risultati precisano l'andamento delle intrusioni vulcaniche al di sotto del calcare, a Sud e ad Ovest dell'Altipiano; e la normalità delle condizioni al centro ed al Nord dell'Altipiano stesso. Anche la registrazione delle variazioni magnetiche risulta indisturbata; e il confronto con due stazioni registratrici temporanee sugli Euganei conferma la normalità delle condizioni sull'Altipiano di Asiago.

SUMMARY

In order to study the geophysical behavior of the calcarious plateau of Asiago, in August 1952 a magnetic relief of 215 stations and a gravimetric relief of 206 stations were placed on the plateau itself and the surrounding zones. Instruments used: variometer for the vertical component, and a Worden No. 50 gravimeter. The results show the behavior of the volcanic intrusions below the calcarious layer to the South and to the West of the tableland, and the normality of the conditions at the center and to the North of the plateau itself. Also the registration of the magnetic variation is undisturbed; and comparisons with two temporary registering stations on the Euganei confirms the normality of the conditions on the plateau of Asiago.

BIBLIOGRAFIA

(1) MORELLI C.: *Teoria e pratica dei variometri magnetici da campagna.* Ed. Del Bianco, 164 pg., Udine 1947.

(2) FABIANI R.: *La regione del Pasubio.* Uff. Idrografico del Magistrato delle Acque, pubbl. n. 110, Venezia 1920.

(3) MORELLI C.: *Rilievo gravimetrico e riduzione isostatica nell'Italia nord-orientale.* Tecnica Italiana, Nuova Serie, VI, 3 e 4, Trieste 1951.

(4) MORELLI C.: *Primo contributo per una rete gravimetrica fondamentale in Italia.* Annali di Geofisica, V, 1, Roma 1952.

(5) VECCHIA O.: *Sui principali caratteri strutturali dell'Italia sett. dedotti dalle misure gravimetriche.* Riv. di Geofisica appl., XIII, 1, 33-67, Milano 1952.

(6) FABIANI R.: *Trattato di Geologia.* Istituto Grafico Tiberino, Roma 1952.

(7) DAL PIAZ G.: *Studi geotettonici sulle Alpi orientali.* Mem. Ist. Geol. Univ. Padova, vol. I (1908-12).

CAMPI ELETTROMAGNETICI VORTICOSI IN LASTRE INFINITAMENTE ESTESE E DI DIMENSIONI FINITE

A. Belluigi

Nel 1949 accennai ([1]) ad una soluzione del problema dell'induzione e.m. relativa ad una « lastra » o strato conduttivo sottile, di dimensioni finite (a contorno rettangolare), perpendicolare alla superficie orizzontale del suolo con emittore percorso da c.a. a bassa frequenza, tale che la densità dei c.m.p. risulti perpendicolare allo strato.

Sviluppai successivamente, per esteso ([2]), la teoria, e la soluzione del problema venne ricondotta a quella d'una equazione integrale di 2ª specie integrabile con delle limitazioni sul valore di alcuni rapporti di grandezze fisico-geometriche, senza ripercussioni per questo sulla natura del problema posto.

La lastra è l'idealizzazione ad es. di un giacimento minerario conduttivo, (vena o specchio minerale), di tipo bidimensionale, a seconda il rapporto relativo delle sue dimensioni geometriche, due delle quali, in ogni caso, sempre prevalenti sullo spessore, o « potenza » di giacimento.

In una terza Nota ([3]) svolsi particolarmente alcune considerazioni applicative, con la descrizione di nuove necessarie apparecchiature e.m. tribobiniche (Mind, Trib), tendenti ad eliminare, nelle misure, il c.e.m.p. (primario), nelle condizioni della sua alta prevalenza sul c.e.m.s. (secondario), altro problema fondamentale dalla cui soluzione spesso dipende il successo o meno dei metodi elettroinduttivi.

Nell'impostazione teorica (2) assunsi, quale induttore, uno chiuso tale che il vettore densità di c.m. risultasse perpendicolare alla lastra, nel suo centro geometrico, preferibilmente, senza ulteriori specificazioni. In realtà tale emittore si può agevolmente realizzare con una bobina circolare poliassiale (emittrice del Trib.). È da tener presente che solo la componente della densità di flusso m. normale alla striscia può attivare correnti vorticose nell'ipotesi fatta della limitazione della potenza dello strato rispetto alle altre due sue dimensioni.

In prossimità della bobina inducente (3), (ad es. nella sua posizione verticale), e nello stesso piano, si colloca una 2ª bobina (scher-

mante), mentre il quadro ricevente, sempre complanare (quadri a contorni associati) si pone a fianco dello schermante, dalla parte più lontana dell'emittore. Ne risulta un complesso tribobinico asimmetrico che chiamai Trib, atto alla misura dei soli c.e.m.s., quando il quadro intermedio schermante, inserito in apposito circuito di compensazione, con capacità manovrabile, è atto a compensare, in grandezza e fase, il c.m. primario nell'ambito del quadro ricevente, che rimane perciò nell'ombra e.m. del c.e.m.p.

Contemporaneamente al ciclo di lavori, (1), (2), (3), (occupandomi in quel periodo soprattutto di rilevamenti geoelettrici e.m. in galleria di miniere di solfuri misti (B. G.) in Sardegna), esposi in (4) i risultati fondamentali di altri miei studi sulle leggi dei c.e.m.s. nelle lastre conduttrici, orizzontali, ma ∞^{te} estese, considerando un emittore circolare (alimentato da c.a.), integrando classici indirizzi teorici vertenti sull'argomento tra cui quelli di Max Abraham e Anton Graf.

I problemi risolti in (4) differiscono sostanzialmente, da un punto di vista strettamente analitico, da quelli risolti in (2), pur trattandosi dell'esame di c.e.m. vorticosi provocati con gli stessi induttori chiusi, bobinici, ad avvolgimenti piano-paralleli agli indotti lastriformi, (indotti estesi o di dimensini finite).

Ma se la differenza analitica dell'impostazione dei due problemi è sostanziale, non lo è affatto la differenza delle soluzioni, a significato fisico-geologico, l'∞^{te} esteso matematico riducendosi in realtà ad un « molto esteso », per cui le soluzioni non potranno in linea di massima differire granche tra di loro com'è intuibile, e come mi propongo di evidenziare qui.

Tuttavia differenze (inessenziali da un certo punto di vista) si rileveranno anzitutto in relazione alla peculiarità stessa dei problemi, (per cui si dovranno risentire le caratteristiche dimensionali degli indotti nei 2 casi), secondariamente in conseguenza delle modalità d'energizzazione, dei tipi di emittori, chiusi o aperti, della loro posizione relativa rispetto ai giacimenti, dell'orientamento stesso dei giacimenti lastriformi rispetto alla superficie del suolo (ritenuta orizzontale) ove si effettuano le misure.

L'induzione e.m., con emittore circolare orizzontale, in una lastra orizzontale ∞^{te} estesa, produce in essa correnti vorticose orizzontali circolari concentriche, mentre in una lastra ∞^{te} estesa o di dimensioni finite ma verticale, le correnti vorticose permarranno in un piano verticale, con effetti e.m. distinti, nei 2 casi, alla superficie del suolo.

Emittori aperti rettilinei ∞^{te} estesi, provocano correnti indotte parallele, di forme e giacitura spaziale perciò distinte da quelle dovute ad emittori chiusi, con conseguenti ripercussioni sui c.e.m.s. che si misurano nella prospezione di superficie.

Il c.e.m.s. relativo alla lastra conduttiva sottile, orizzontale, estesa, (4), di potenza « d » (o più generalmente a « piccolo fattore d'induzione 'f' »), provocato da un emittore circolare di raggio a, attra-

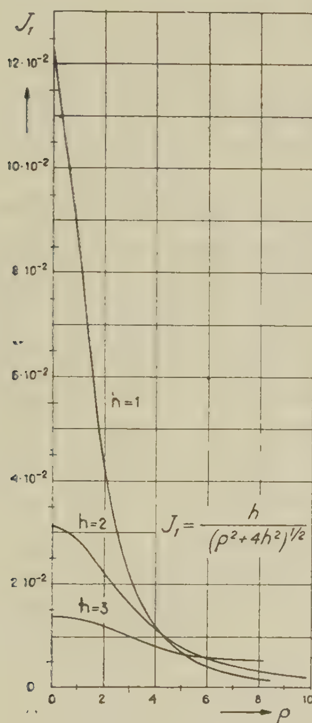


Fig. 1

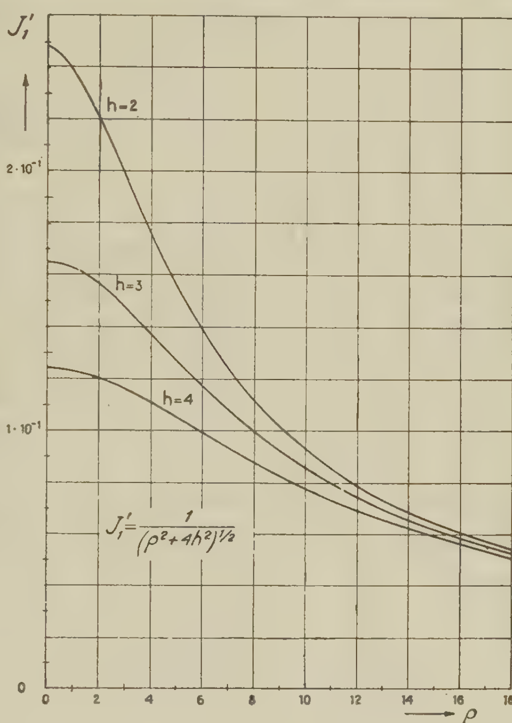


Fig. 2

versato da c.a. con J amperè-spire, parallelo, alla lastra stessa, appoggiato sul terreno, ha componenti (radiali e verticali) così esprimibili (tenendo conto degli sfasamenti rispetto ad J):

$$H^s_{z,90^\circ} \quad , \quad H^s_{z,180^\circ} \quad ; \quad H^s_{\varrho,90^\circ} \quad , \quad H^s_{\varrho,180^\circ}$$

A rigore se il « fattore d'induzione » rientra in determinati limiti, ($f = \nu . \mu . \sigma . a . d . \leqslant \lambda$, con usuale significato — v. (4) — dei simboli e grandezze), l'attributo di « piccolo fattore d'induzione », pertinente alla lastra, può comportare sia la considerazione di lastre sottili, che relativamente spesse, purché valga la disuguaglianza che caratterizza « f ».

Tali grandezze e.m. sono proporzionali ad altre quattro da cui ne derivano l'andamento spaziale istantaneo: J_1, J_1', J_2, J_2' (primi termini di particolari sviluppi in serie delle funzioni H_s di M. Abraham).

Vale la seguente corrispondenza di proporzionalità:

$$\begin{array}{cccc} H^s{}_{z,90^0} & H^s{}_{z,180^0} & H^s{}_{\varrho,90^0} & H^s{}_{\varrho,180^0} \\ \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ J_1{}^s(\varrho,h) & J_1{}^{1,s}(\varrho,h) & J_2{}^s(\varrho,h) & J_2{}^{1,s}(\varrho,h) \end{array}$$

dove il paramento h indica la profondità di giacitura del conduttore dalla superficie del suolo, (s) sta ad indicare che le grandezze si riferiscono al c.e.m.s. (v. 4).

Siffatti andamenti delle J_i, in funzione della distanza ϱ, sono stati estesamente da me commentati in ([4]), per varie finalità; qui però è da « evidenziare », in particolare, le similitudini delle funzioni J_1 e J_1'; J_2 e J_2'; la 1ª coppia J_1, J_1' con massimi all'origine, la 2ª J_2, J_2' con massimi discosti dall'origine nel qual punto i valori di J_2, J_2' si annullano, « coppie caratteristiche » che permangono in tutti i casi, sia pure con qualche variante di corrispondenza.

Infatti per il c.e.m.s. della lastra finita verticale ([2]), l'espressioni da me date delle quattro componenti del c.m., indicate con le lettere M, N, P, Q, seguono la seguente corrispondenza:

$$\begin{array}{cccc} H^s{}_{z,90^0} & H^s{}_{z,180} & H^s{}_{\varrho,90^0} & H^s{}_{\varrho,180} \\ \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ J_1{}^s(\varrho,h) & J_1{}^{1,s}(\varrho,h) & J_2{}^s(\varrho,h) & J_2{}^{s,1}(\varrho,h) \\ \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ P^s(c,c',h,k) & Q^s(c'',h,k) & M^s(c,c',h\ k) & N^s(c'',h,k) \end{array}$$

Riportai in ([2]), per brevità, solo i grafici di N e Q in funzione di: $\dfrac{x}{l}$ (l = semiampiezza verticale della lastra di piccolo spessore): $w << 2\,l << 2\,L; (2\,l,\ 2\,L) =$ contorno rettangolare; x = ascissa perperpendicolare alla lastra nel suo centro di figura, origine degli assi di simmetria (x, y, z); parametro variabile: $k = z/l$.

Il piano orizzontale della superficie del suolo, parallelo al piano

xy del riferimento, è tale che: $z \geqslant l$: (condizione cioè d'interramento o di affioramento dello strato).

È superfluo trascrivere — v. (2) — l'espressioni analitiche delle funzioni M, N, P, Q, solo ricordo che esse dipendono da h, k, (h qui è un rapporto fra 2 lunghezze: $\dfrac{x}{l} = h$ con significato correlazionabile alle « ϱ » delle J_i, $k = \dfrac{z}{l}$ pure è un rapporto fra 2 lunghezze correlazionabili con le « h » delle J_i), e dai tre coefficienti:

$$c = c\,(l, b, \omega, s) \quad , \quad c' = c'\,(l, b, \omega, s) \quad , \quad c'' = c''\,(l, b, \omega, s)$$

dove: « b » è l'ampiezza massima del c.m. alternato impresso B_i, « ω » è la pulsazione della c.a. agente, « s » è lo spessore pellicolare: $s = (\mu\,\sigma\,\omega)^{-1/2}$ del conduttore.

I profili dei coefficienti M, N, P, Q, tracciati numerosi per scopi applicativi, in situazioni di diverse semiampiezze verticali di strato convenientemente scelto: ($l = 1$, 3, 5, 7, 10), e di diverse profondità ($k = 2$, 3, 5, 7, 10), con le ascisse in scale logaritmiche (x/l variabile da 0,1 a 10), e le ordinate in scala lineare, o con entrambe le coordinate in scale logaritmiche, o in scale lineari, (a seconda la convenienza pratica), seguono in un « Album » con un centinaio di curve, e migliaia di punti calcolati.

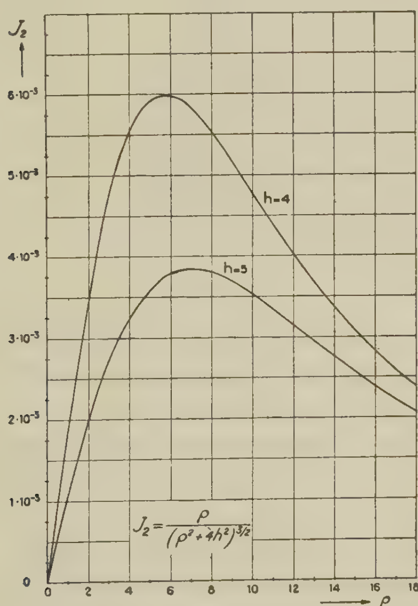


Fig. 3

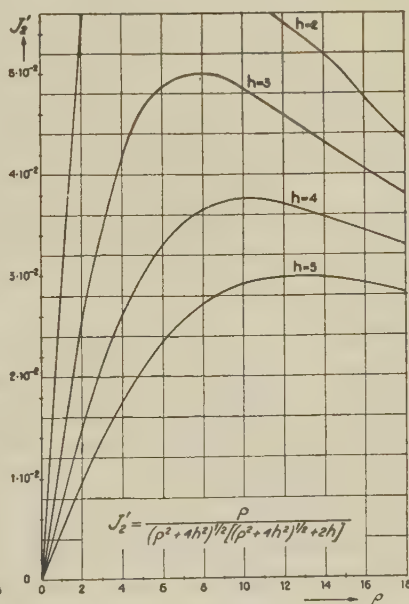


Fig. 4

Ma ai fini semplicemente dimostrativi è sufficiente considerare quattro diagrammi caratteristici di essi (P, Q, M, N, vedi « Album » in Appendice) per il paragone con i quattro delle Fig. 1, 2, 3, 4 surriportati (tratte dalla pubblicazione del 1948, nella quale appare altresì una estesa bibliografia).

Analizzando intanto l'andamento di un coefficiente ad es. M

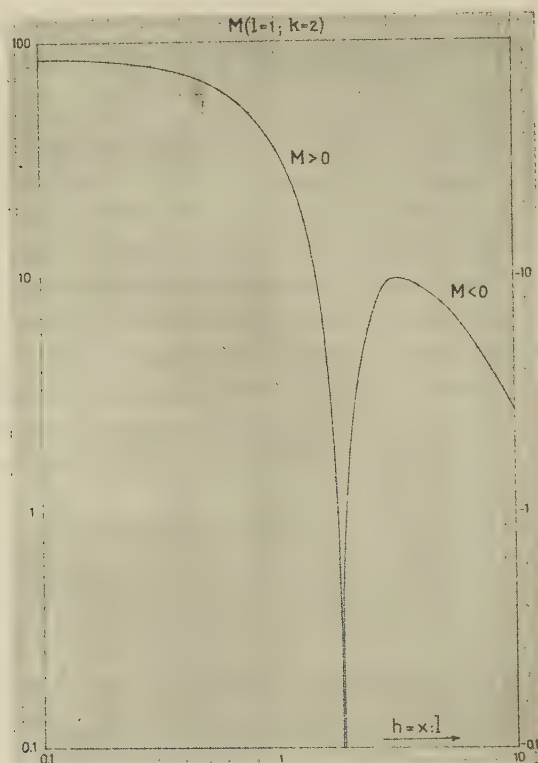


Fig. 5

($l = 1$, $k = 2$), osservo, (*v. Fig.* 5), che $M > O$ diminuisce con l'aumentare di: x/l, mentre $M < O$ s'incrementa dapprima per poi tendere assintoticamente all'ascissa: (questo comportamento caratteristico delle « lastre », essenzialmente bidimensionali, appare in modo incisivo in scala bilogaritmica, e differenzia in modo netto il tipo bidimensionale esteso J_2 da quello finito M).

Nei vari profili J_i, in genere, non si nota mai, qualunque sia P, un cambiamento di segno, proprietà questa che caratterizza invece le M, N.

Come si può osservare, con ampia casistica, nell'annesso Album, per una data « l » aumentando: $h = x/l$, $M > O$ diminuisce più o meno rapidamente, (a seconda il valore minore o maggiore di k), salvo passare, ad un certo punto, a valori: $M < O$ con caratteristico comportamento di minimo. Inoltre $h = x/l$ può aumentare con x, ossia con l'allontanarsi dell'osservatore dalla lastra, o col diminuire della dimensione verticale « l » dalla lastra, fermi restando x, e z, e gli effetti *e. m.* permangono gli stessi.

Le coppie di profili M, N offrono massimi all'origine: (v. foglio 1, foglio 7), oppure: (fogli da 1 a 6 per M, da 7 a 11 per N). Le coppie dei profili P e Q hanno valori nulli all'origine del riferimento, con massimi che, per piccoli valori di k, danno modo di determinare la semiampiezza della lastra in quanto essi si pronunciano per valori di: $x/l = 1$, per grandi valori di k i massimi si spostano invece verso: $x/l > 1$, con un limite superiore: $l < x_m$: (v. fogli 12 e seguenti fino a 17 per P, e da 18 fino a 22 per Q).

Alla coppia di profili simili J_1, J'_1, relativi alle componenti verticali (max. all'origine), *c. m.* vorticoso nella lastra orizzontale, corrisponderà perciò la coppia dei profili simili P, Q del *c. m.* vorticoso nella lastra verticale; e così a quella dei profili J_2, J'_2 delle componenti orizzontali nel *c. e. m. s.* nella lastra orizzontale (che s'annullano all'origine), corrisponderà la coppia dei profili M, N del *c. e. m. s.* della lastra verticale.

Solo a causa delle posizioni diverse, ruotate di 90°, delle lastre conduttive piane, sedi di correnti vorticose, i profili delle componenti verticali nell'un caso si trasformano in profili delle componenti orizzontali nell'altro caso, e viceversa.

L'assunto posto è così sufficientemente suffragato con questi esempi desunti da teorie rigorose, da studi inoltre su modelli e sul terreno, come potrò mostrare più esaurientemente tra qualche tempo, riordinando il materiale di una lunga sperimentazione modellometrica compiuta nel passato, a conforto della teoria data ([2]).

Analoghi diagrammi (ottenuti invece in precedenza con teorie schematiche, o approssimative), sia del gruppo (M, N, P, Q,) che del gruppo (J_1, J'_1, J_2, J'_2), appaiono nelle opere di Heine, Sundberg, Hedstrom, ecc., come pure in diversi miei Studi ([6]), senonché le influenze *e. m. s.* dei cosidetti « concentratori spaziali di corrente » considerati, non possono avere che un valore puramente indicativo, data l'empiricità delle teorie stesse.

Un calcolo del genere (delle componenti orizzontale e verticale del *c. m. s.*, in superficie) relativo ad un « indotto » sottile lastriforme, ad una certa profondità nel suolo, prisma sottile a sezione rettangolare, parabolica, trapezoidale, ∞^{te} o molto esteso, normalmente ad un prefissato piano verticale, con diversi angoli d'immersione (da zero gradi, orizzontalità, a novanta gradi, verticalità), (che qui non riporto per brevità), mostra l'evoluzione progressiva, in funzione dell'angolo d'immersione, dei rapporti di tali componenti di *c. m. s.*, che, agli estremi s'invertono, come qui evidenziato.

Le torie classiche di Mayr, Levi-Civita, Pollaczek, Abraham, Haberlandt, con i numerosi sviluppi e applicazioni, riguardano, è ben noto, « induttori » chiusi o aperti (indefiniti rettilinei, o di lunghezza finita), e « indotti ideali » nel suolo (orizzonti sottili, ∞^{te} estesi), con risultati però che mantengono sempre un carattere indicativo (o qualitativo) ai nostri fini (dovendosi considerare invece « indotti reali », di dimensioni perciò finite).

Le correnti vorticose, negli « indotti ideali » e conseguenti *c. e. m. s.*, (nel suolo o nell'aria), soddisfacenti all'equazione delle onde, ubbidiscono, in tali casi, a « condizioni limiti » solo limitatamente alla superficie di separazione aria-suolo (con riduzione, tra l'altro, del problema da tri a bidimensionale), e ad ulteriori condizioni di singolarità e di simmetria. Se viceversa l'« indotto », sia pure lastriforme, è di dimensioni finite, le condizioni limiti imposte dal problema aumentano ancora, con la conseguenza però che i risultati, — v. ([2]) — acquistano finalmente quel carattere concreto e quantitativo voluto, utilizzabile ai fini della prospezione *e. m.* del sottosuolo.

Nei seguenti n. 22 fogli riporto n. 100 curve, relative alle influenze di *c. m. s.* $\overline{B}$, d'una lastra minerale, di dimensioni 2l lungo z, w lungo x, molto estesa lungo l'asse delle y, influenze calcolate per diverse situazioni della lastra, secondo le formule ([2]).

I diagrammi riportano i coefficienti M, N, P, Q, relativi alle formule che danno $\overline{B}_{s,x}$, $\overline{B}_{s,z}$.

Questi coefficienti sono stati calcolati nelle situazioni seguenti: $l = 1;3;5;7;10$; $k = z:l = 2;3;5;7;10$; per $h = x:l$ variabile fra 0,1 e 10.

In ascisse sono riportate costantemente le $h = x/l$ (scale logaritmiche) mentre in ordinate sono riportate le $\overline{B}_s$ (scale lineari).

Per rintracciare agevolmente le curve precede un apposito indice

col numero del foglio e le scale di riferimento in funzione dei coefficienti *M*, *N*, *P*, *Q*, e di *l* e *k*.

Ringrazio il mio Aiuto Dott. Renato Trudu per la sua collaborazione nella redazione dell'annesso Album.

Cagliari — Istituto di Geofisica Mineraria — Gennaio 1953.

RIASSUNTO

L'A. riassume brevemente dapprima i suoi Studi sui campi elettromagnetici vorticosi in lastre infinitamente estese e in lastre di dimensioni finite, con la soluzione del cosidetto problema della « lastra finita » conduttiva.

Rilevata la sostanziale differenza analitica tra i due problemi concernenti tali tipi di « indotti », ideali e reali, l'A. ne evidenzia le analogie delle soluzioni, con comparazione dei conseguenti diagrammi.

L'A. si sofferma infine a giustificare qualche apparente discrepanza, relativa all'influenza dell'orientamento della lastra conduttiva rispetto alla superficie orizzontale del suolo.

Dà infine la possibilità di poter « catalogare » tali influenze e.m.s. di campi vorticosi, qualunque siano gli emittori, le ubicazioni e gli orientamenti dei giacimenti conduttivi lastriformi.

Completa la Nota con un Album d'influenze e. m. di lastre minerali conduttive.

SUMMARY

The Author briefly summarizes his studies on electromagnetic field vortices in infinitely extended planes and in planes of finite dimensions, with the solution of the so-called problem of the conducting « finite plane ».

The substantial analytical difference between the two problems concerning such « inductions », ideal and real, is revealed and the author shows analogies of the solutions, and a omparison of the consequent diagrams.

The author pauses at the end to justify some apparent discrepancies relative to the influence of the orientation of the conducting plane to the horizzontal surface of the soil.

The conclusion is concerned with the possibility of being able to catalogue the influences of such electromagnetic field vortices, whatever the sources are, and the positions and orientations of the plane conducting layers.

BIBLIOGRAFIA

(1) A. Belluigi: *L'impiego della Geofisica Applicata in Miniera.* Experientia, vol. V/3, 1949, pag. III, Basel.

(2) A. Belluigi: *The Electromagnetic Field Due To Induced Currents in a conductive Slab of Finite Dimensions.* Geophysics, 1950.

(3) A. Belluigi: *Il campo e.m. dovuto a correnti indotte in lastre conduttive di dimensioni finite o estese.* Pubbl. della Facoltà d'Ingegneria dell'Università di Cagliari, 1950.

(4) A. Belluigi: *Problemi fondamentali concernenti l'impiego dei m. induttivi in Miniera.* Rend. Seminario Facoltà di Scienze della Università di Cagliari, 1948.

(5) A. Belluigi: *Su alcuni orientamenti teorici per le misure e.m. in galleria di Miniera.* Rivista di Geofisica Applicata, Milano 1950.

(6) A. Belluigi: *Sui campi elettromagnetici a bassa frequenza.* Rivista di Geofisica Applicata, Milano 1952.

(7) A. Belluigi: *Sulle interpretazioni delle influenze e.m. di giacimenti minerali metallici eccitati con c.a.* Pubblicazioni della Facoltà di Ingegneria della Università di Cagliari, n. 1, 1950.

INDICE DELL'ALBUM

l = 1	k = 2	foglio n. 1	scala ascisse B	scala ordinate S
	3	»	»	»
	5	1,2	»	»
	7	2	»	»
	10	»	»	»
l = 3	k = 2	3	B	S
	3	»	»	»
	5	»	A	D
	7	»	»	»
	10	»	»	»
l = 5	k = 2	4	A	D
	3	»	»	»
	5	»	B	S
	7	»	»	»
	10	»	»	»
l = 7	k = 2	5	A	D
	3	»	»	»
	5	»	B	S
	7	»	»	»
	10	»	»	»
l = 10	k = 2	6	A	D
	3	»	»	»
	5	»	B	S
	7	»	»	»
	10	»	»	»
l = 1	k = 2	7	»	»
	3	»	»	»
	5	8	»	»
	7	»	»	»
	10	»	»	»
l = 3	k = 2	9	B	S
	3	»	»	»
	5	»	A	D
	7	»	»	»
	10	»	»	»
l = 5	k = 2	10	B	S
	3	»	»	»
	5	»	A	D
	7	»	»	»
	10	»	»	»
l = 7	k = 2	11	B	S
	3	»	»	»
	5	»	A	D
	7	»	»	»
	10	»	»	»
l = 10	k = 2	7	B	D
	3	»	»	»
	5	88	»	»
	7	»	»	»
	10	»	»	»

N. B.: A = in alto; B = in basso; S = a sinistra; D = destra.

1 = 1	k = 2	foglio n. 12	scala ascisse B	scala ordinate S
	3	»	»	»
	5	13	»	»
	7	»	»	»
	10	»	»	»
1 = 3	k = 2	14	A	D
	3	»	»	»
	5	»	B	S
	7	»	»	»
	10	»	»	»
1 = 5	k = 2	15	B	S
	3	»	»	»
	5	»	A	D
	7	»	»	»
	10	»	»	»
1 = 7	k = 2	16	B	S
	3	»	»	»
	5	»	A	D
	7	»	»	»
	10	»	»	»
1 = 10	k = 2	17	B	S
	3	»	»	»
	5	»	A	D
	7	»	»	»
	10	»	»	»
1 = 1	k = 2	18	B	S
	3	»	»	»
	5	19	»	»
	7	»	»	»
	10	»	»	»
1 = 3	k = 2	20	B	S
	3	»	»	»
	5	»	A	D
	7	»	»	»
	10	»	»	»
1 = 5	k = 2	21	B	S
	3	»	»	»
	5	»	A	D
	7	»	»	»
	10	»	»	»
1 = 7	k = 2	22	B	S
	3	»	»	»
	5	»	A	D
	7	»	»	»
	10	»	»	»
1 = 10	k = 2	18	B	D
	3	»	»	»
	5	19	»	»
	7	»	»	»
	10	»	»	»

N. B.: A = in alto; B = in basso; S = a sinistra; D = destra.

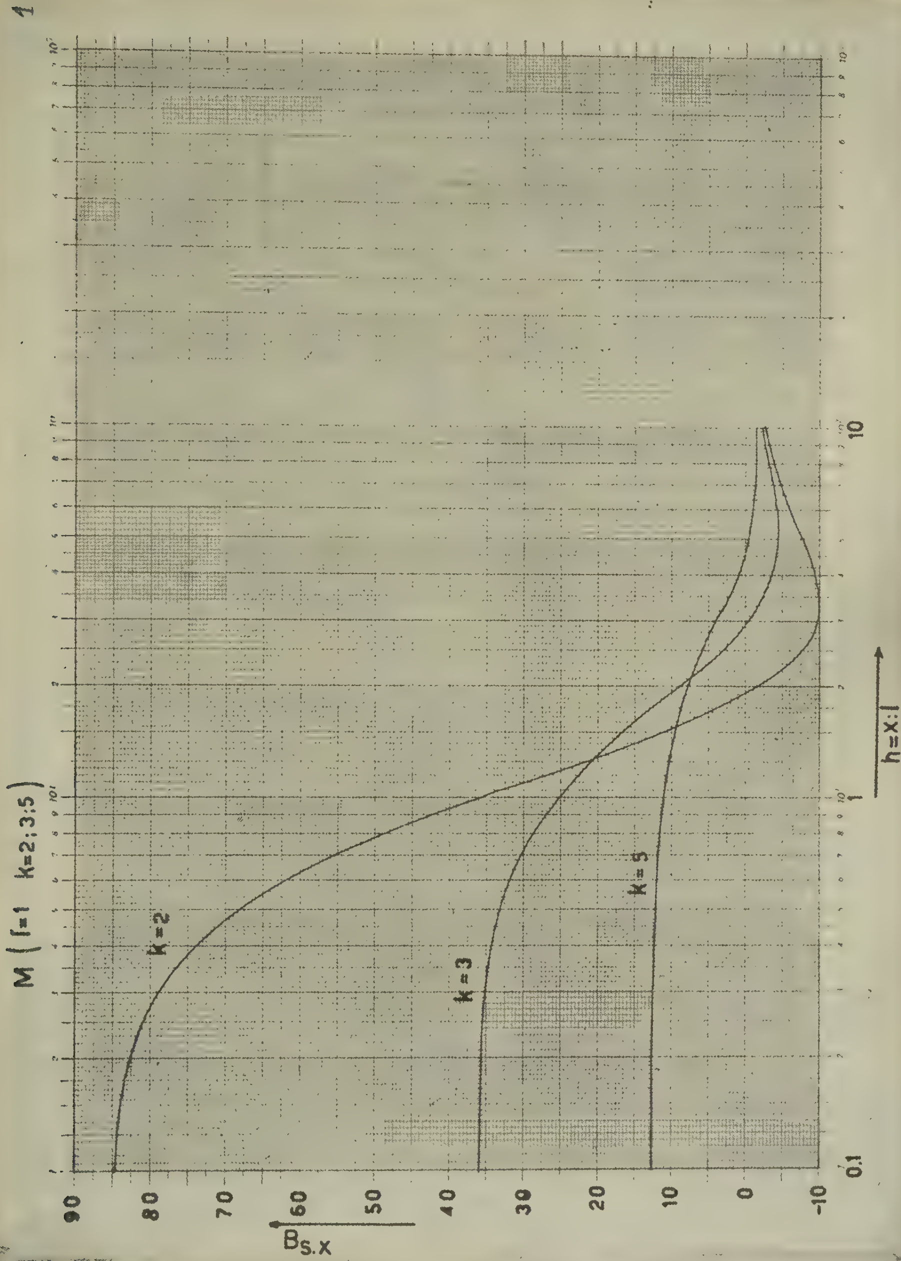


Fig. 6

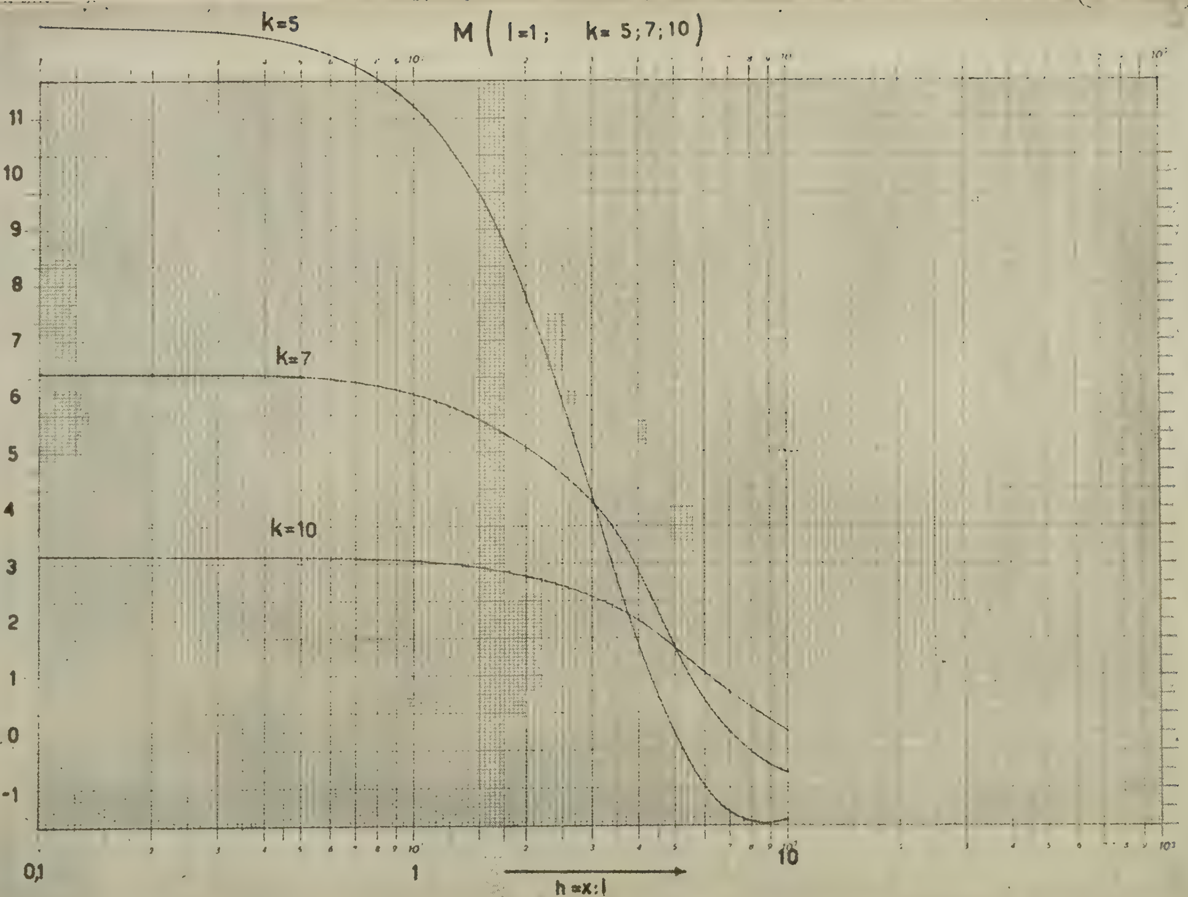
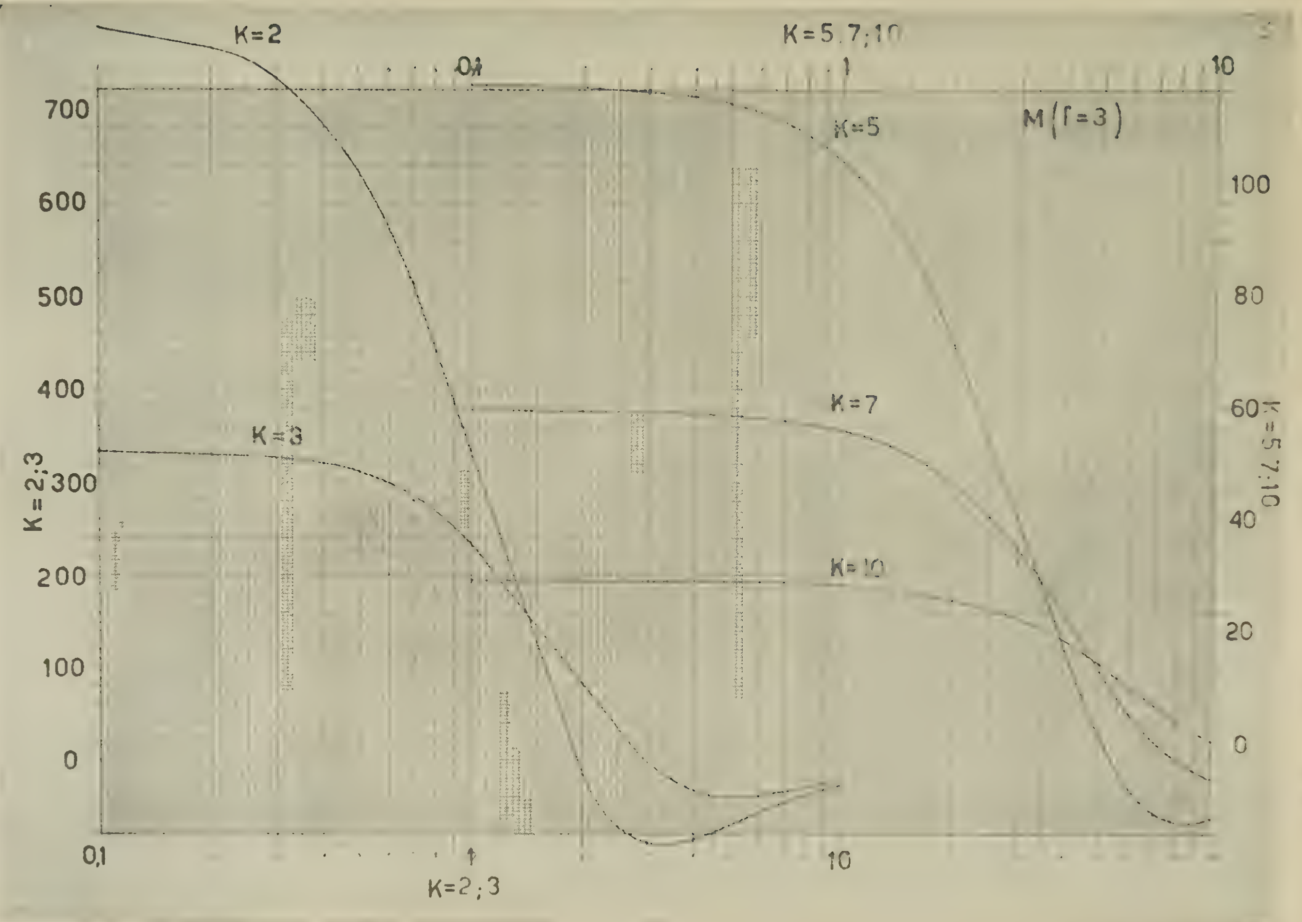


Fig. 7



K=2
K=5 7;10
0,1
1
10
K=5
M(r=3)
700
600
500
400
300
200
100
0
K=2;3
K=3
K=7
K=10
100
80
60
40
20
0
K=5 7;10
0,1
1
10
K=2;3

Fig. 8

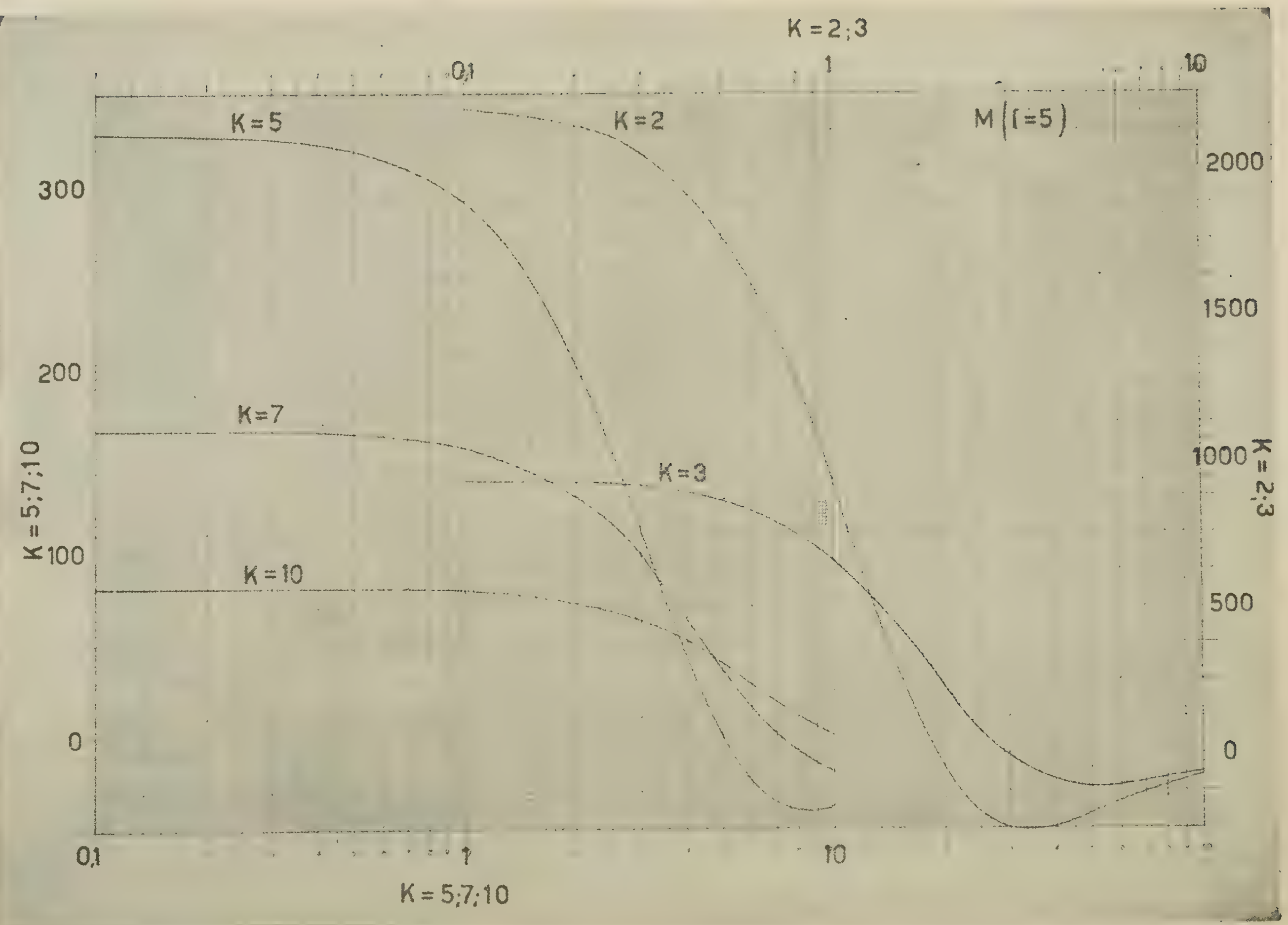

K = 2;3
0,1
1
10
K = 5
K = 2
M (r = 5)
300
2000
200
1500
K = 7
K = 5;7;10
1000
K = 2;3
K = 3
100
K = 10
500
0
0
0,1
1
10
K = 5;7;10

Fig. 9

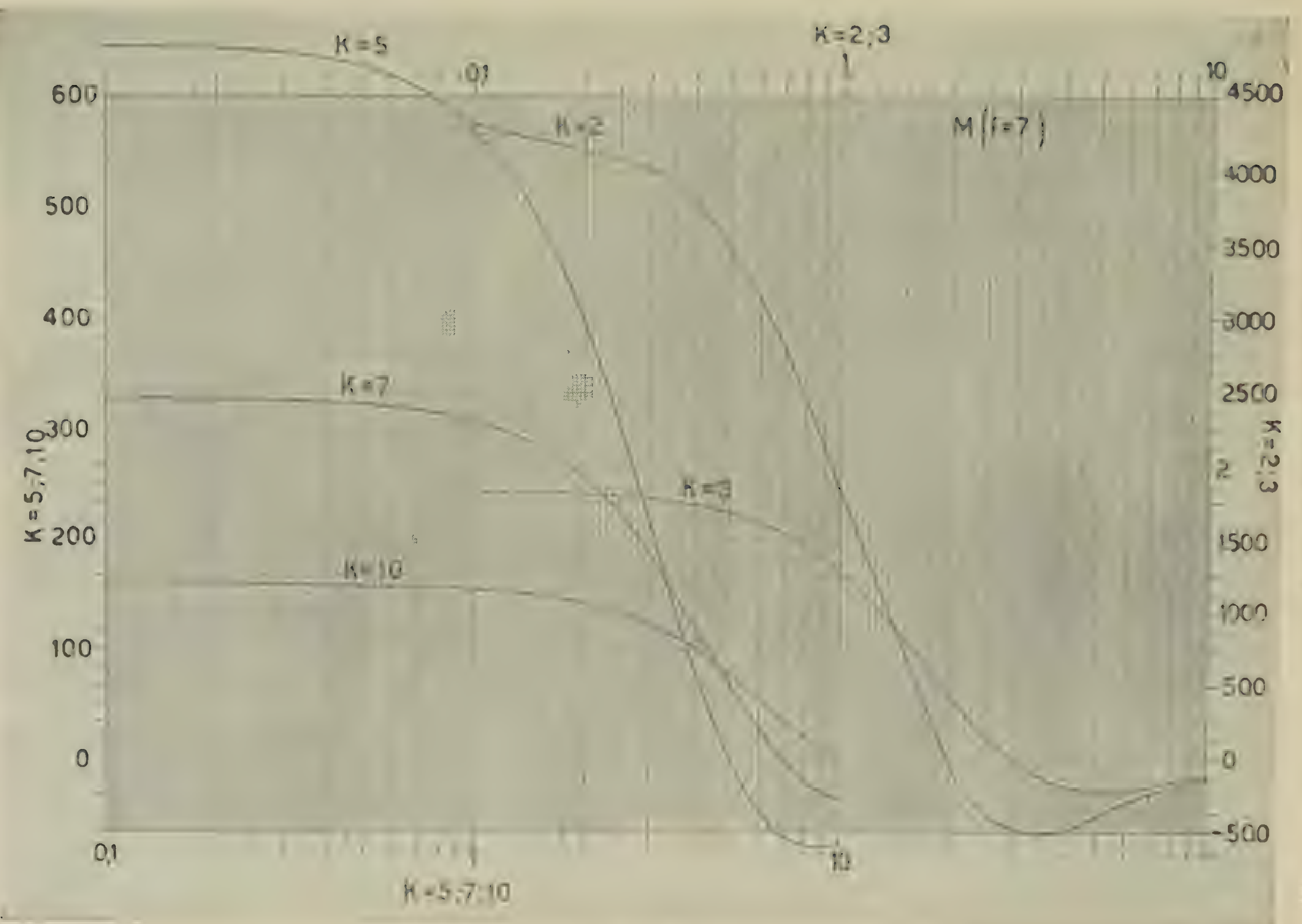

K=5
K=2;3
10
600
500
400
300
200
100
0
4500
4000
3500
3000
2500
1500
1000
500
0
-500
M(r=7)
K=2
K=7
K=3
K=10
K=5;7;10
K=2;3
0,1
10
K=5;7;10

Fig. 10

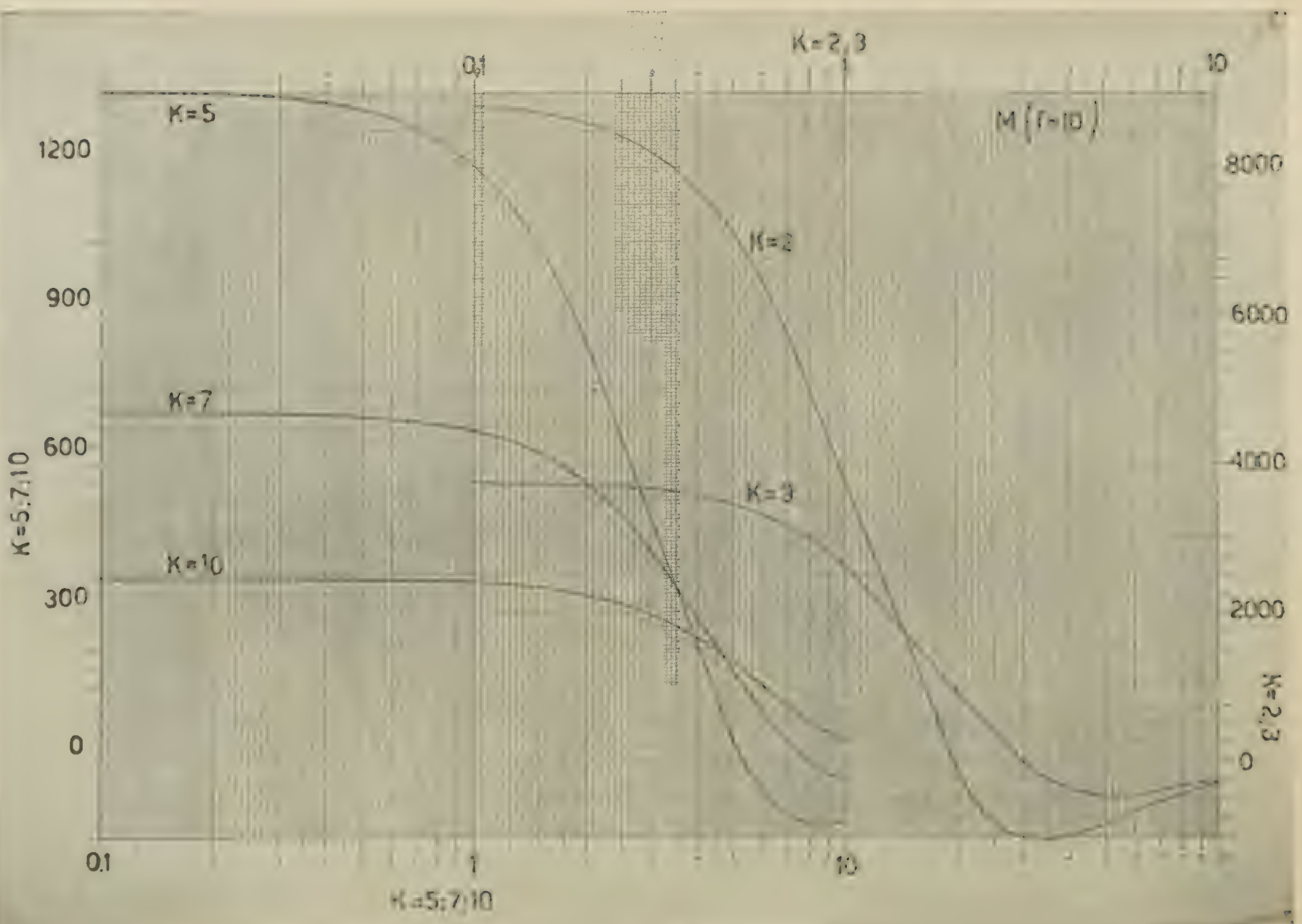

K=2,3
0,1
1
10
M(r-10)
K=5
1200
8000
K=2
900
6000
K=7
600
4000
K=3
K=5;7;10
K=10
300
2000
K=2,3
0
0
0.1
1
10
K=5;7;10

Fig. 11

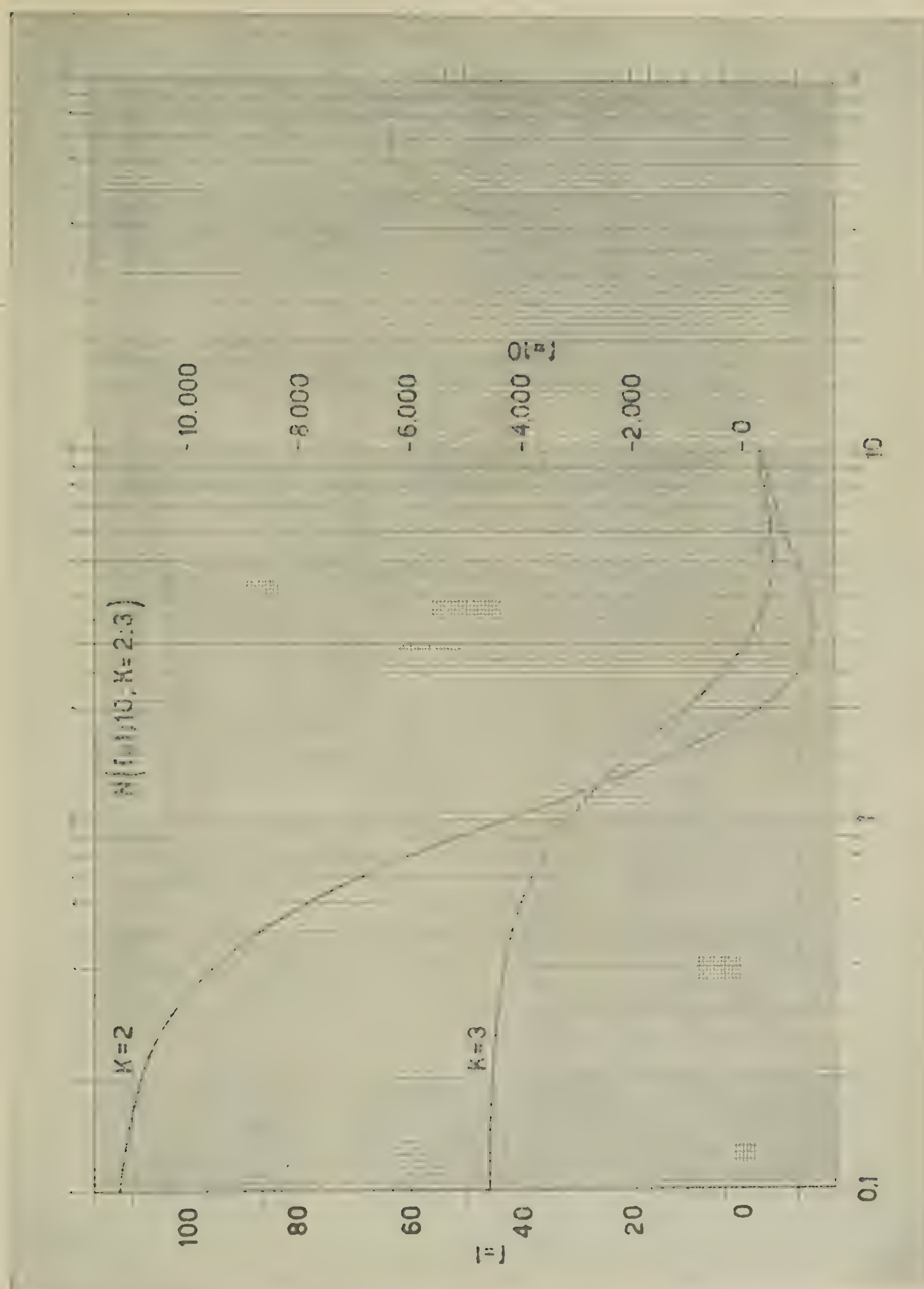


Fig. 12

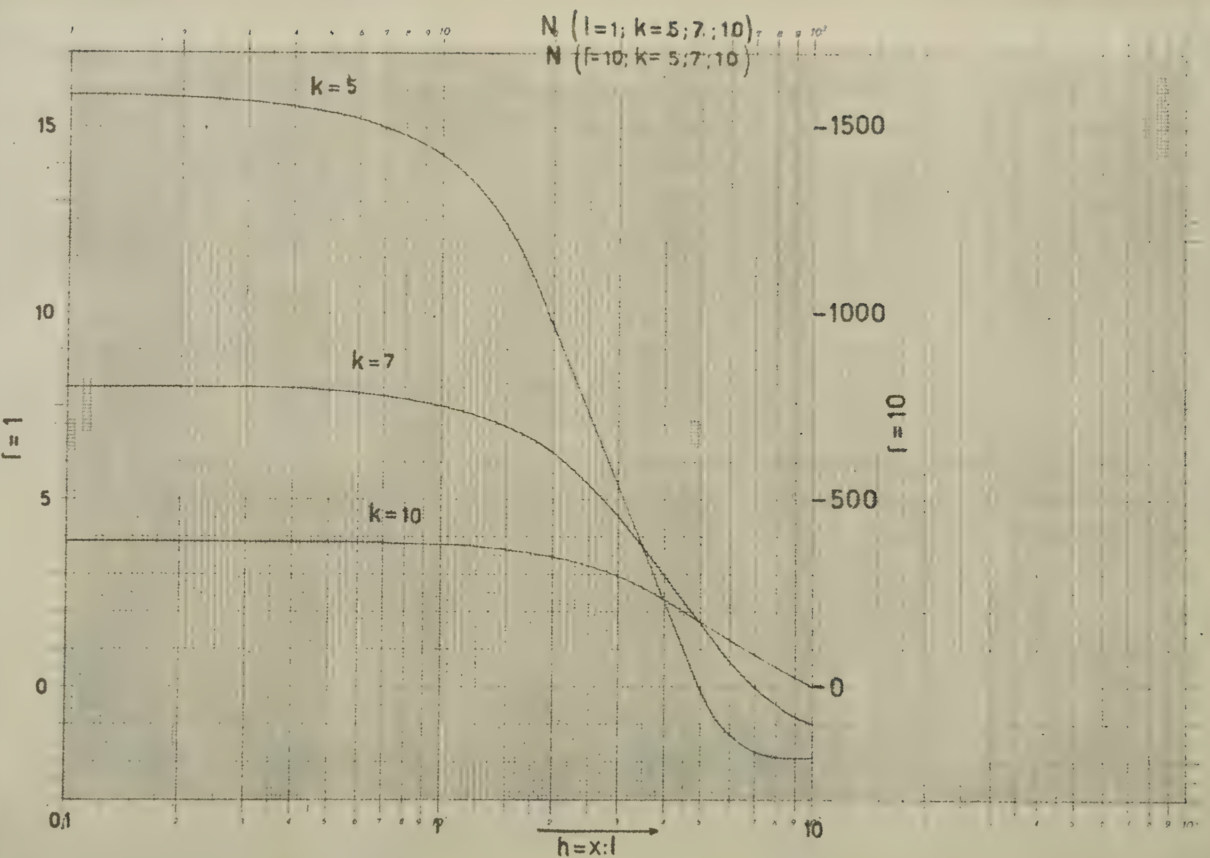

N (l = 1; k = 5; 7; 10)
N (l = 10; k = 5; 7; 10)
k = 5
k = 7
k = 10
15
10
5
0
l = 1
-1500
-1000
-500
0
l = 10
0,1
1
10
h = x : l

Fig. 13

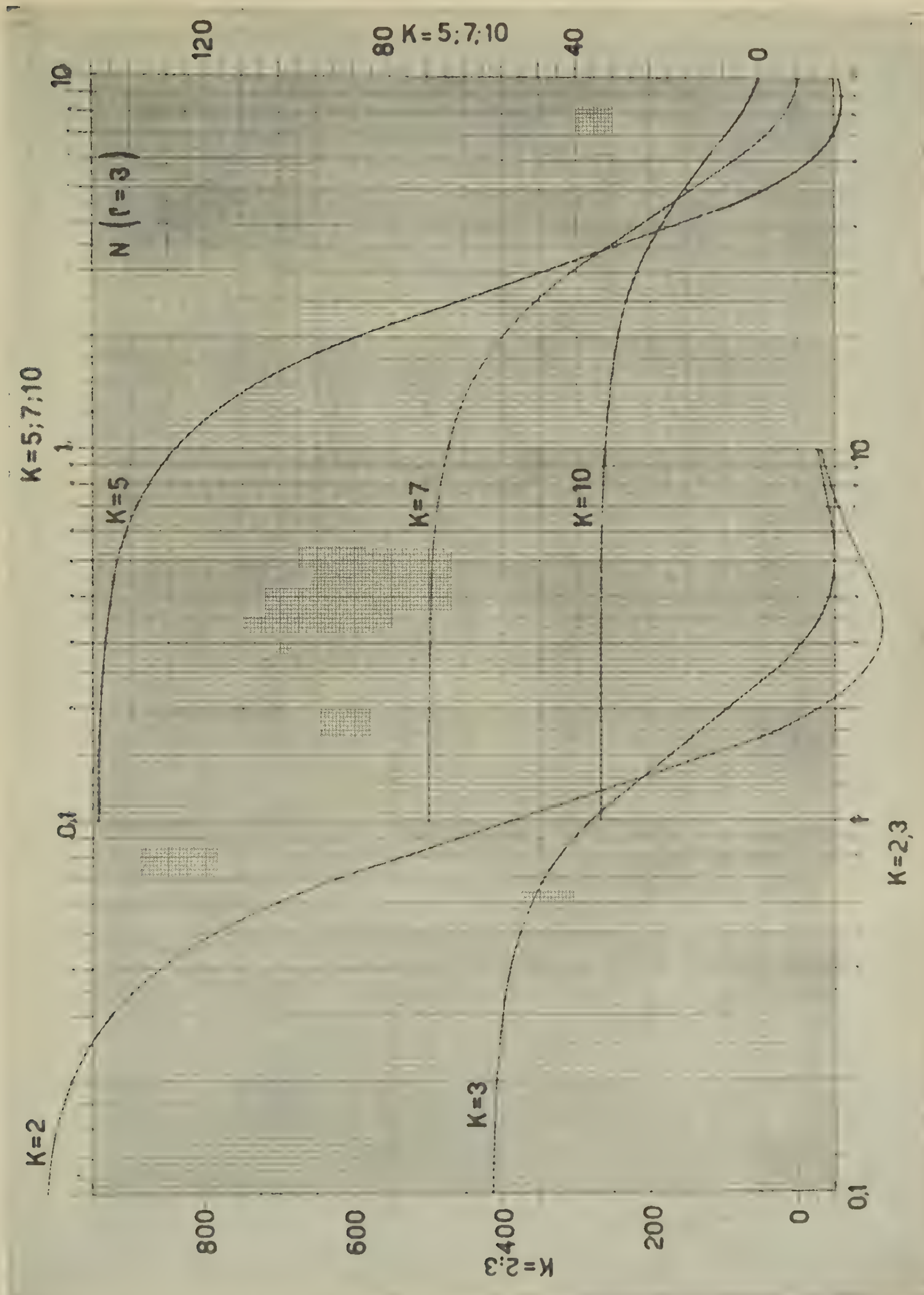


Fig. 14

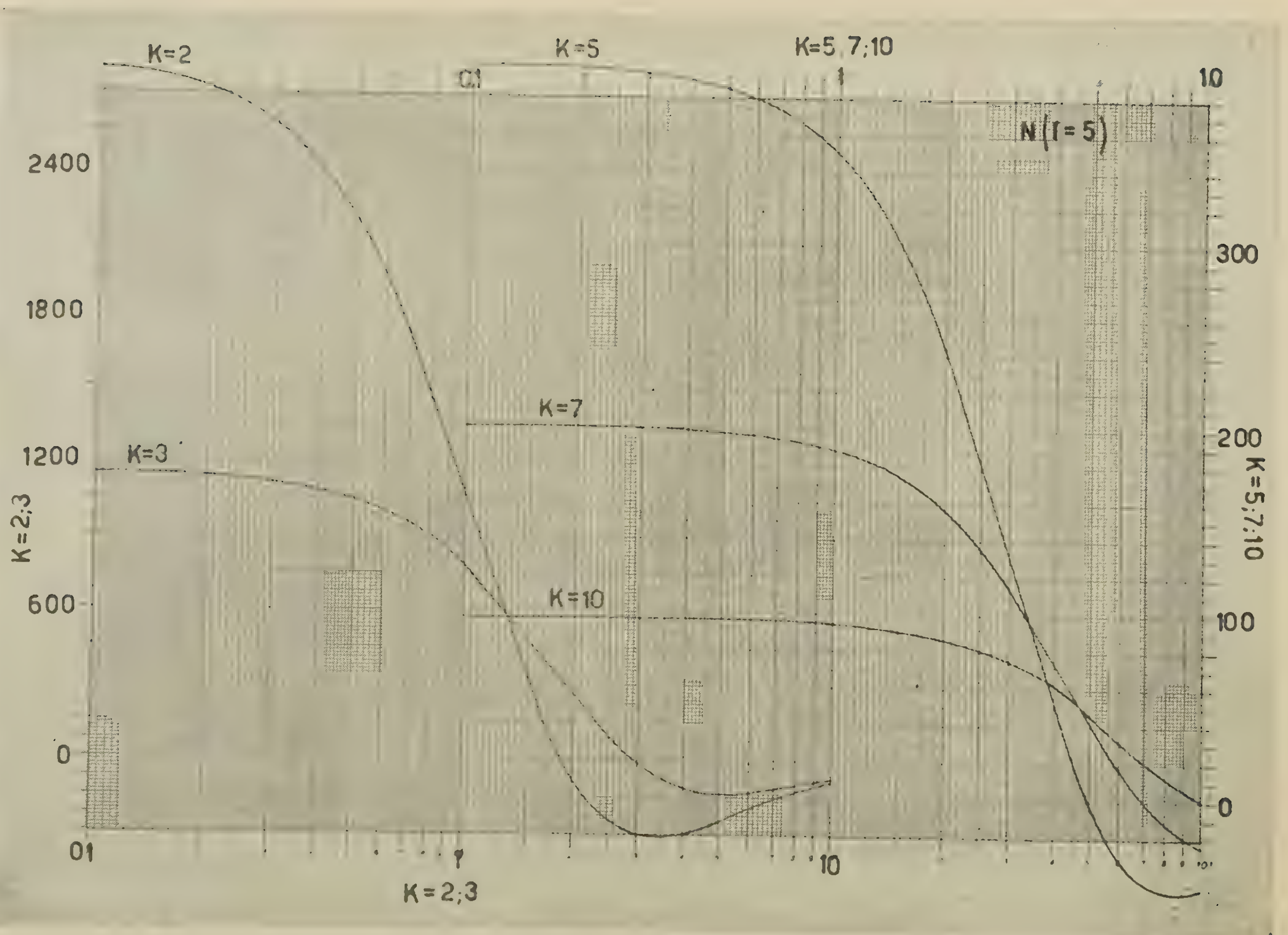

K=2
K=5
K=5 7;10
10
N(f=5)
2400
300
1800
K=7
1200
K=3
200
K=5;7;10
K=2;3
600
K=10
100
0
0
01
10
K=2;3

Fig. 15

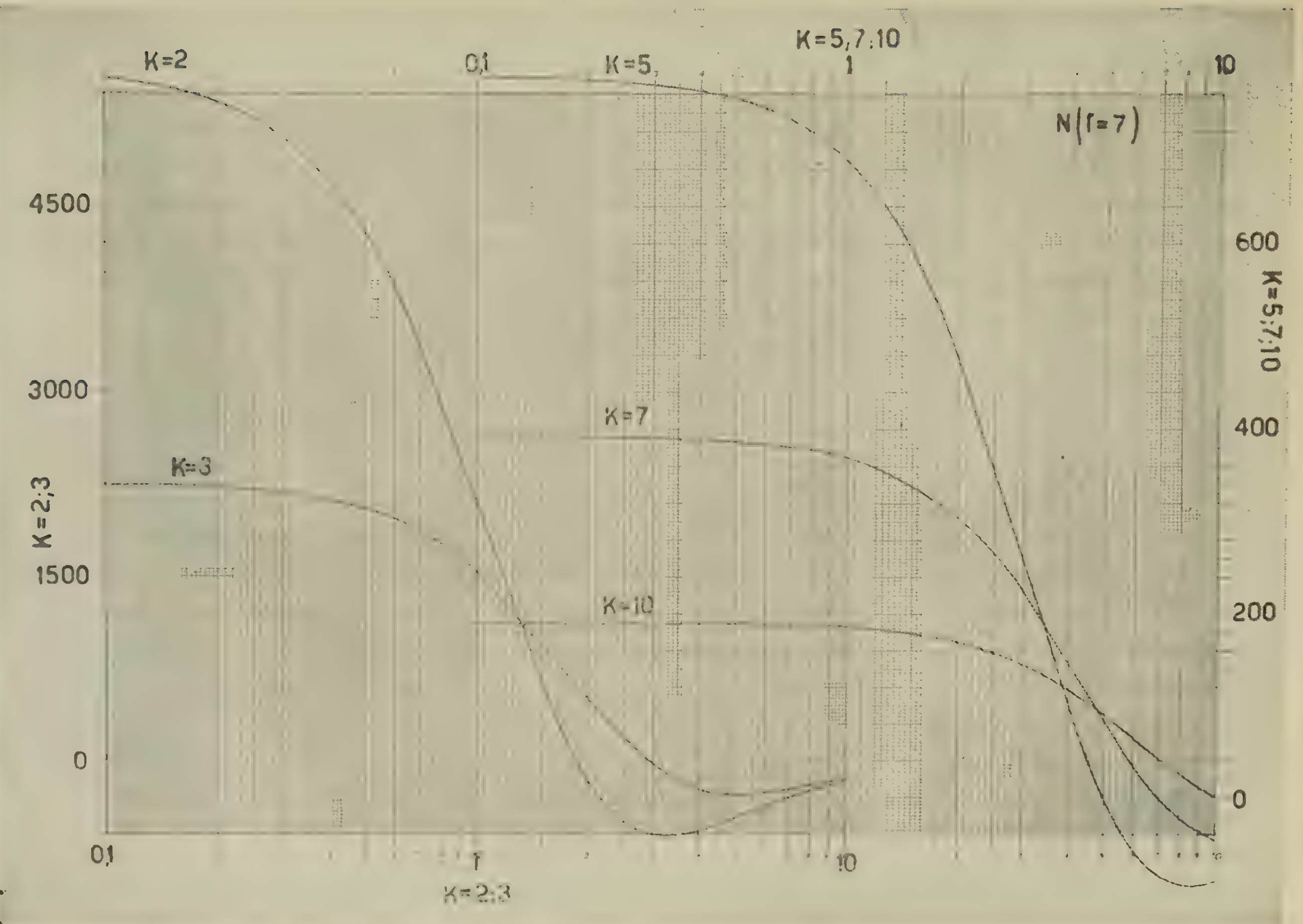

K=2
0,1
K=5
K=5,7:10
1
10
N(r=7)
4500
3000
1500
0
K=2;3
600
400
200
0
K=5;7;10
K=7
K=3
K=10
0,1
1
10
K=2;3

Fig. 16

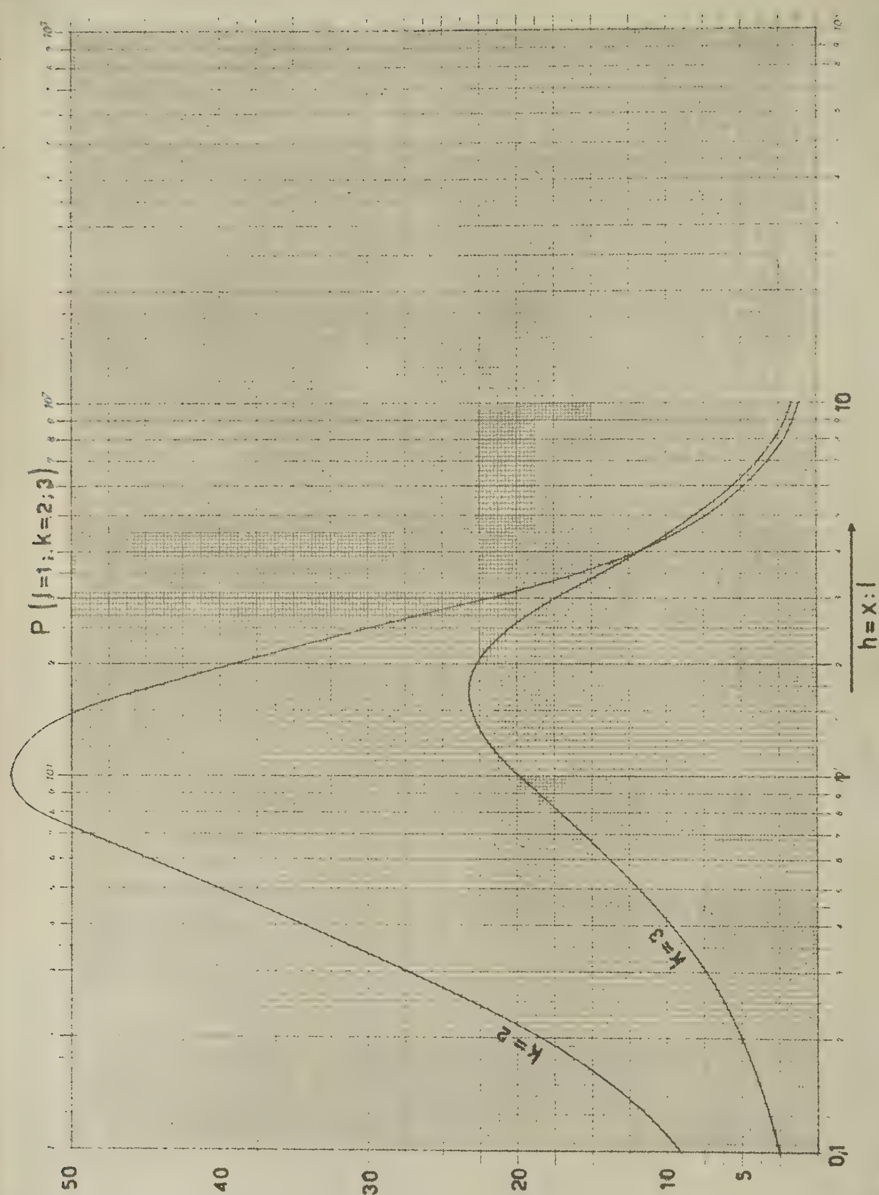


Fig. 17

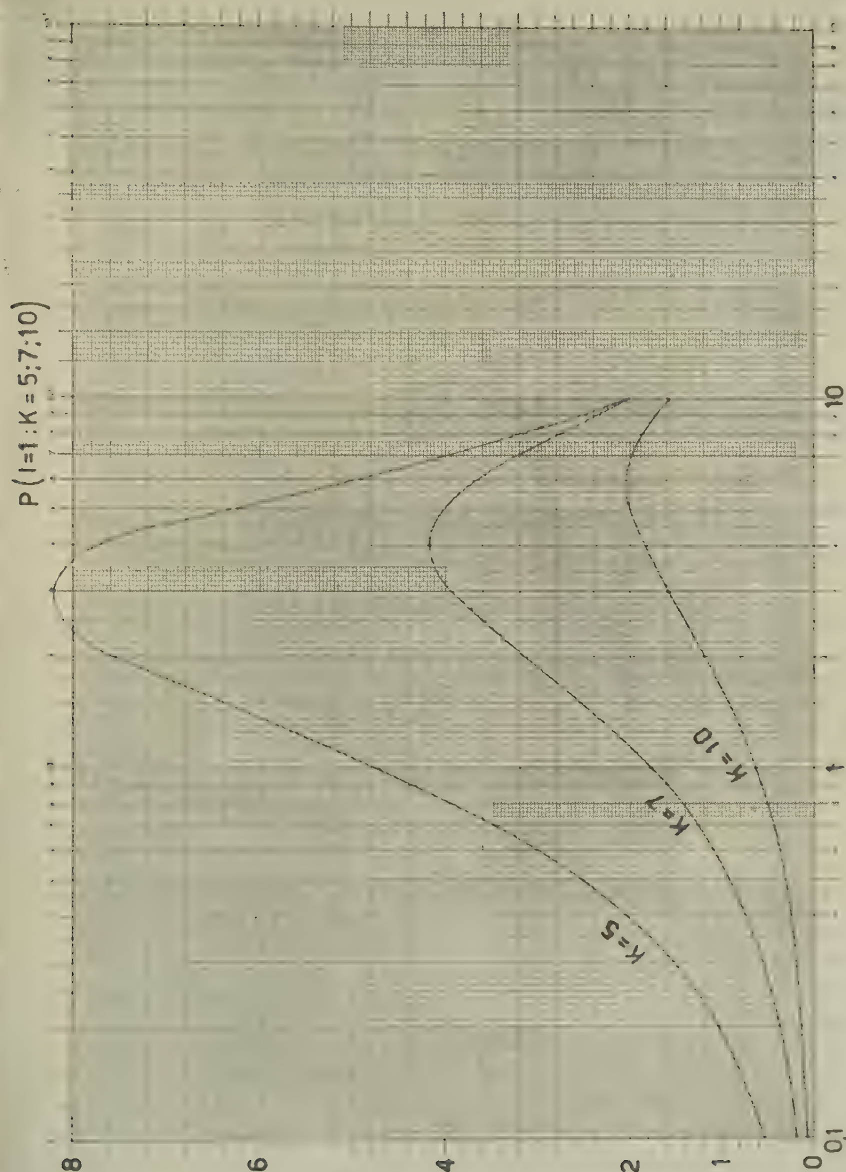


Fig. 18

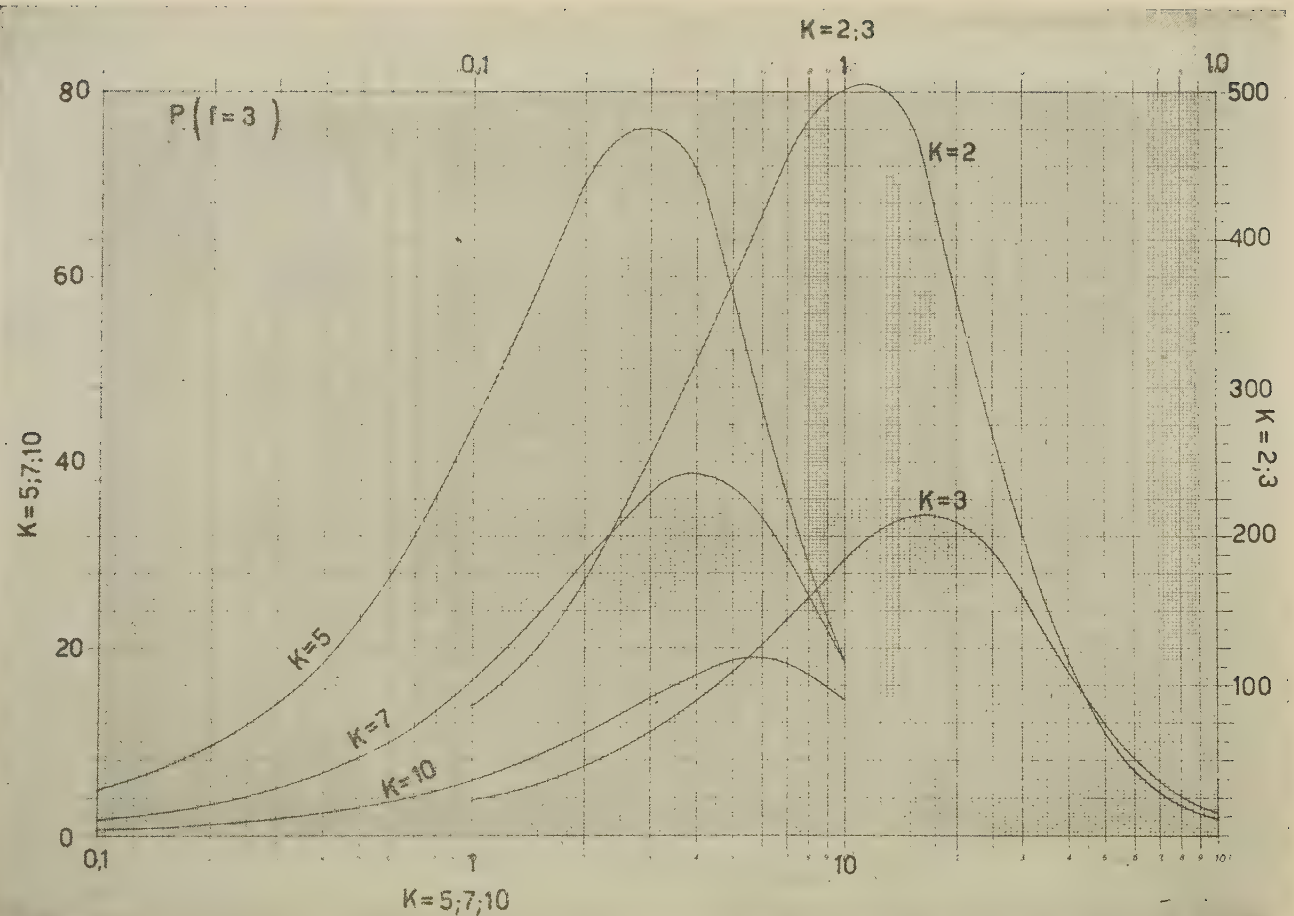
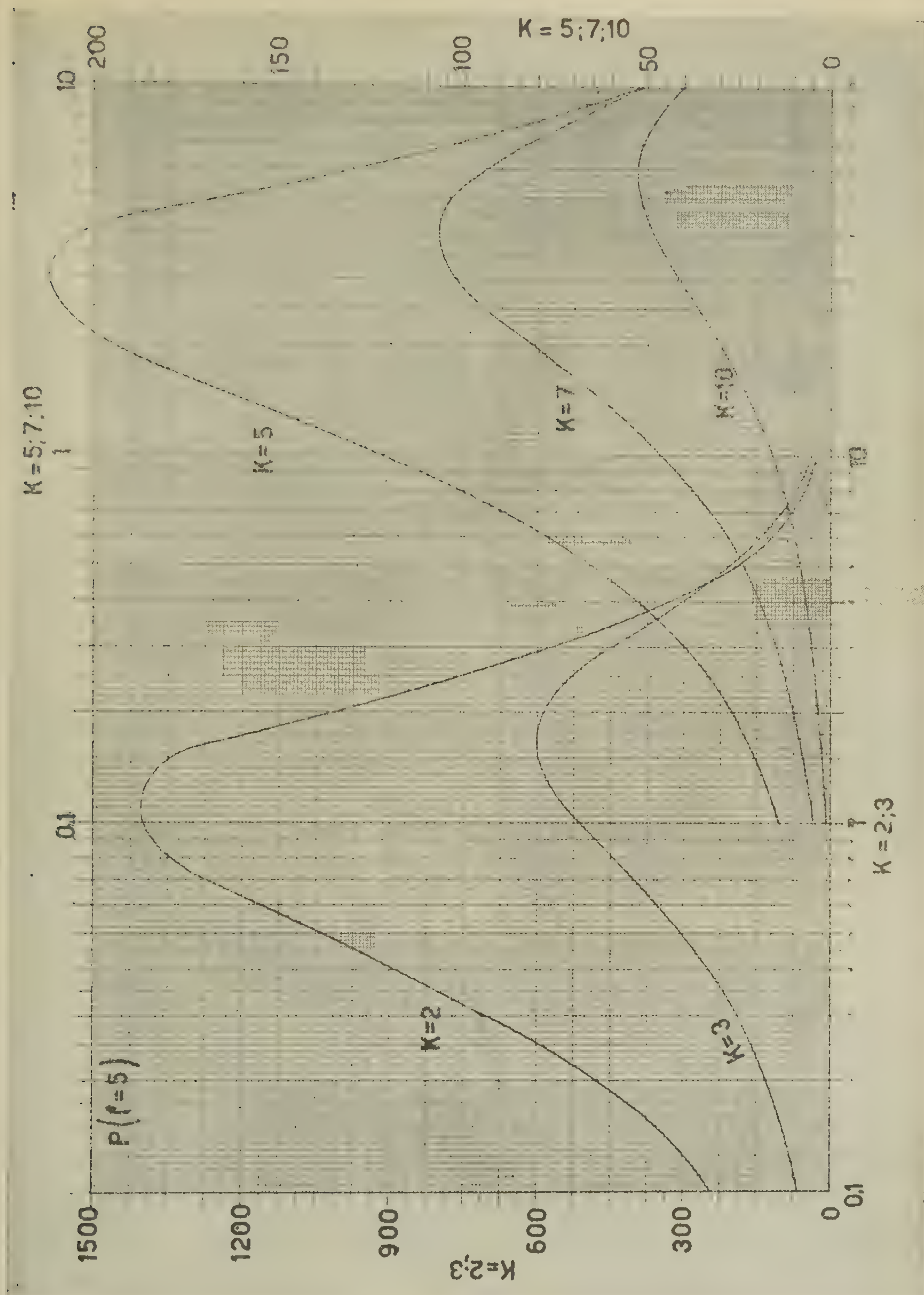

K = 2;3
0,1
1
1,0
80
60
40
20
0
500
400
300
200
100
P (f = 3)
K=2
K=3
K=5
K=7
K=10
K = 5;7;10
K = 2;3
0,1
1
10
K = 5;7;10

Fig. 19



K = 5;7;10
200
150
100
50
0
K = 5;7;10
P(ρ = 5)
K=2
K=3
K=5
K=7
K=10
K = 2;3
1500
1200
900
600
300
0
K=2;3
0,1
0,1
1
10
10

Fig. 20

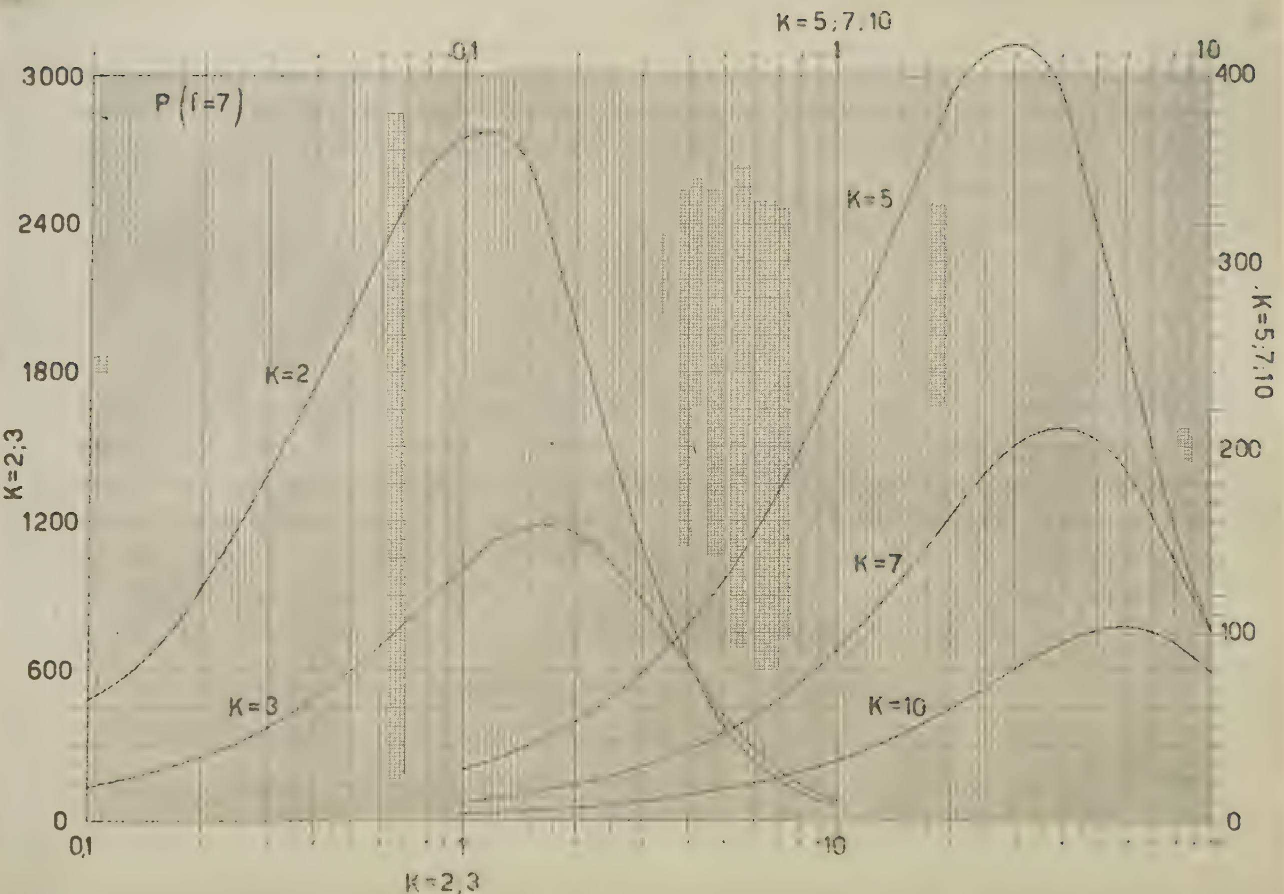

K=5;7.10
0,1
1
10
3000
2400
1800
1200
600
0
400
300
200
100
0
P(f=7)
K=2;3
K=5;7;10
K=2
K=3
K=5
K=7
K=10
0,1
1
10
K=2,3

Fig. 21

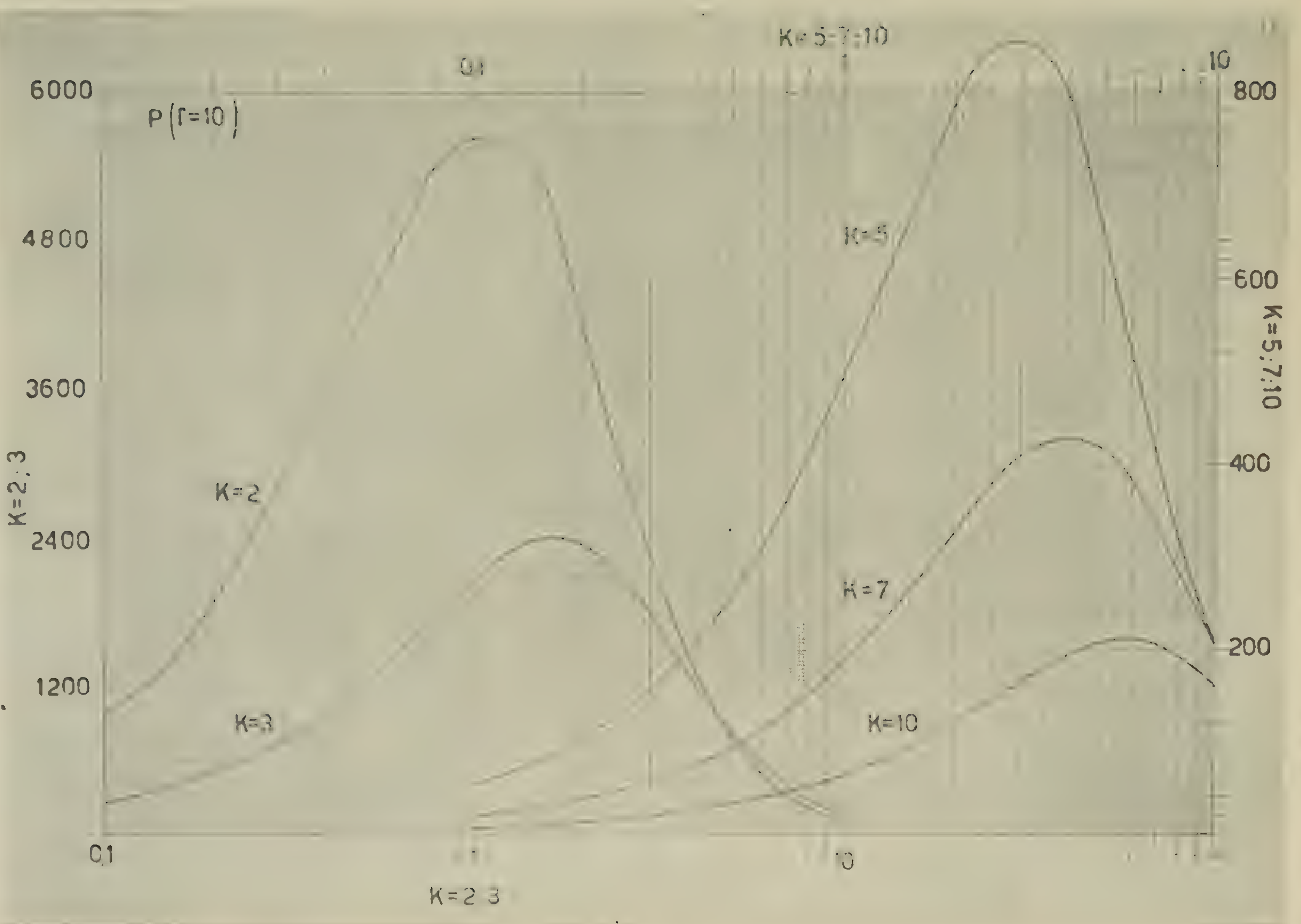

P(r=10)
6000
4800
3600
2400
1200
K=2;3
K=2
K=3
K=5
K=7
K=10
800
600
400
200
K=5;7;10
0,1
10

Fig. 22

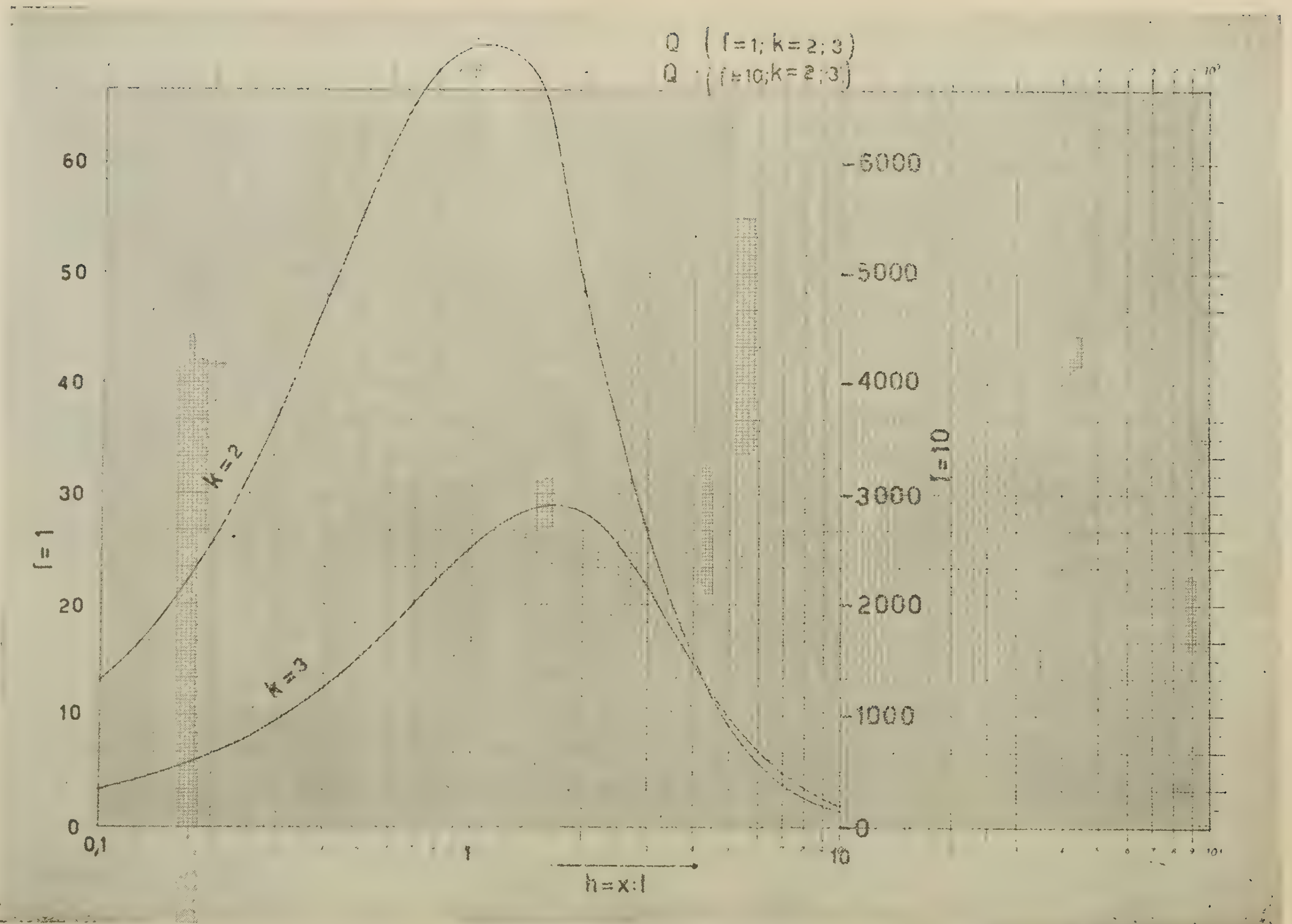

Q (f = 1; k = 2; 3)
Q (f = 10; k = 2; 3)
k = 2
k = 3
f = 1
f = 10
h = x : f
0
10
20
30
40
50
60
0,1
1
10
-0
-1000
-2000
-3000
-4000
-5000
-6000

Fig. 23

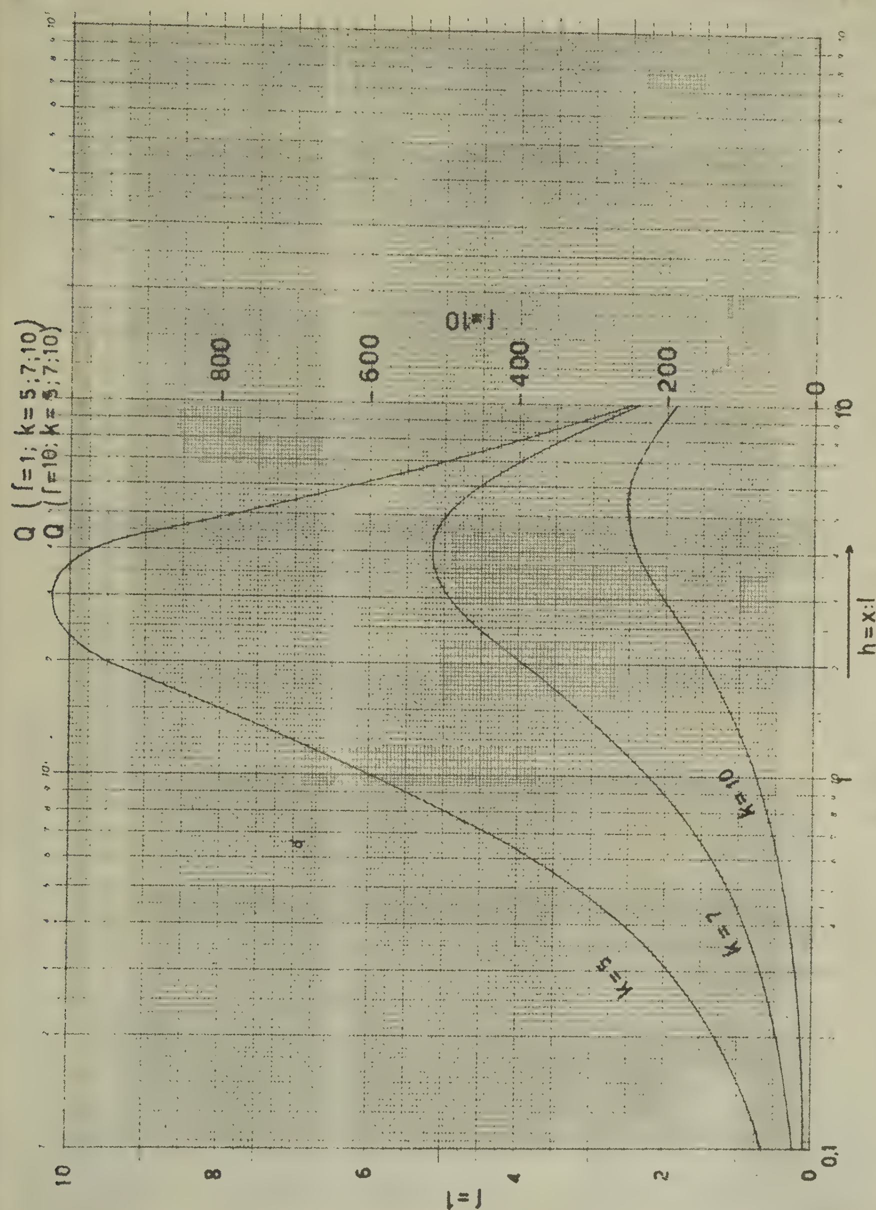

Q (ℓ=1; k=5;7;10)
Q (ℓ=10; k=5;7;10)
800
600
400
200
0
ℓ=10
k=5
k=7
k=10
h=x:l
10
8
6
4
2
0
ℓ=1
0,1
10

Fig. 24

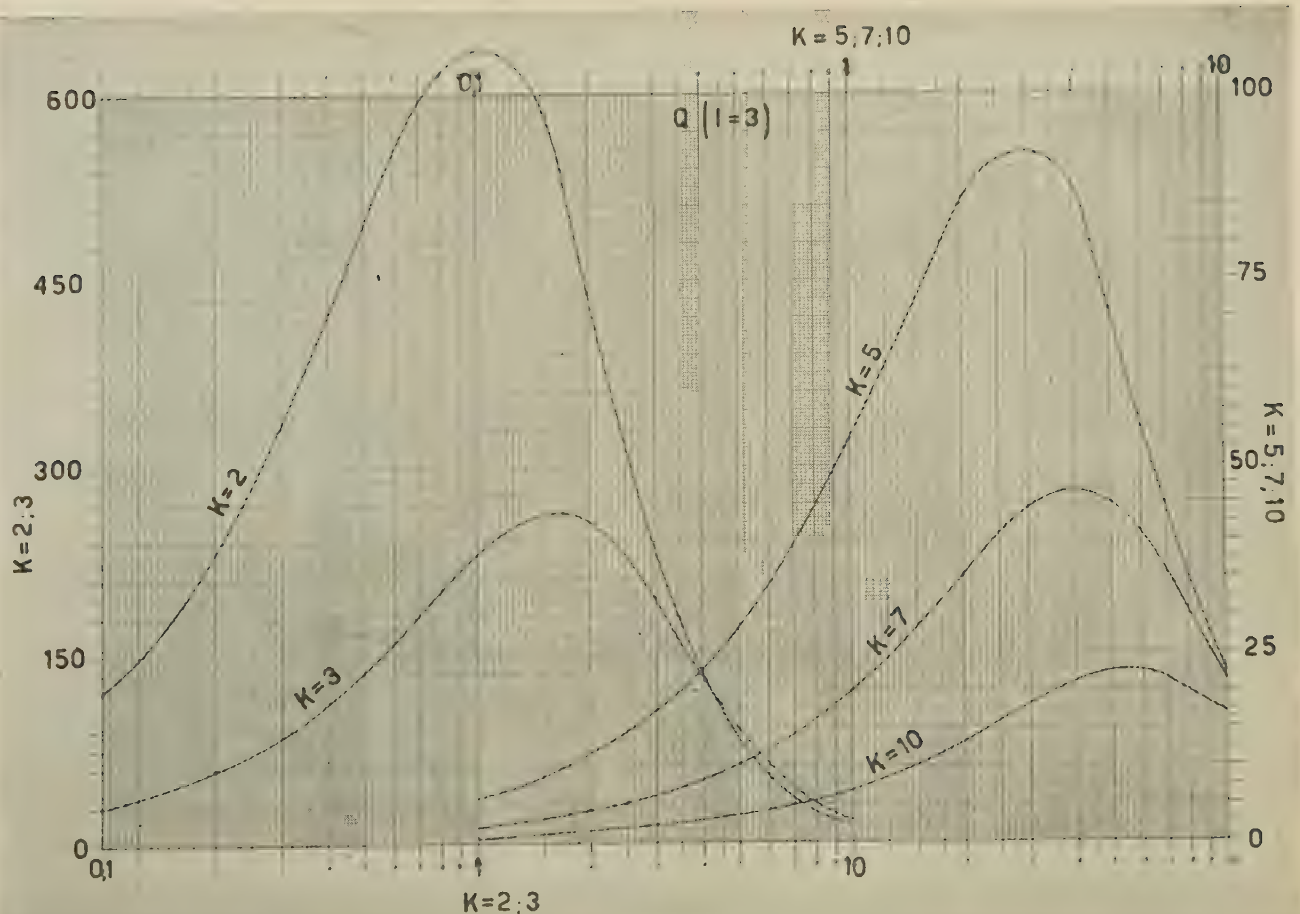

K = 5; 7; 10
1
10
600
450
300
150
0
K=2; 3
0,1
0,1
Q (l = 3)
K=2
K=3
K=5
K=7
K=10
100
75
50
25
0
K = 5; 7; 10
10
K=2; 3

Fig. 25

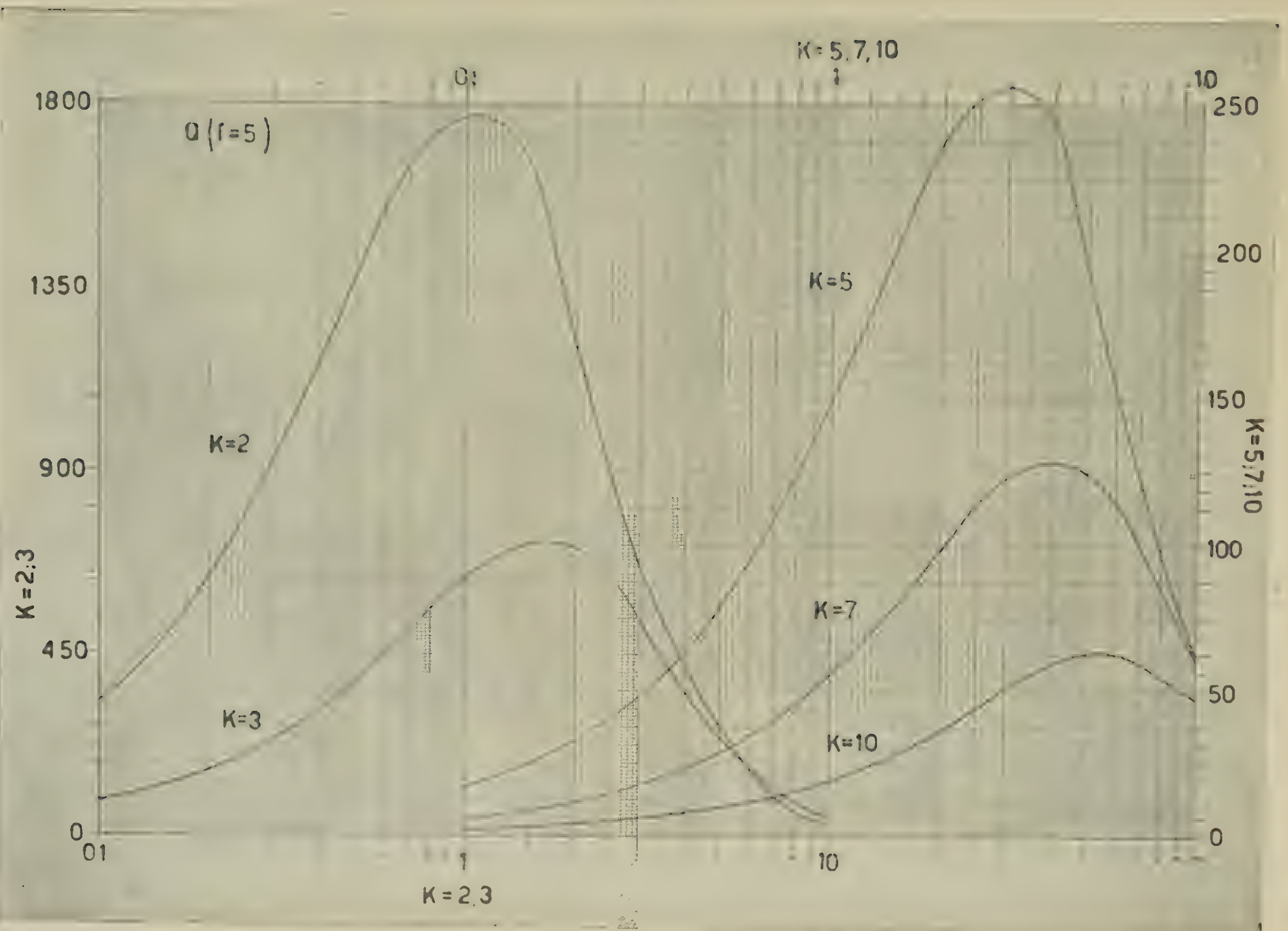

K=5,7,10
a (r=5)
K=2
K=3
K=5
K=7
K=10
1800
1350
900
450
0
K=2;3
250
200
150
100
50
0
K=5;7;10
01
1
10
K=2,3

Fig. 26

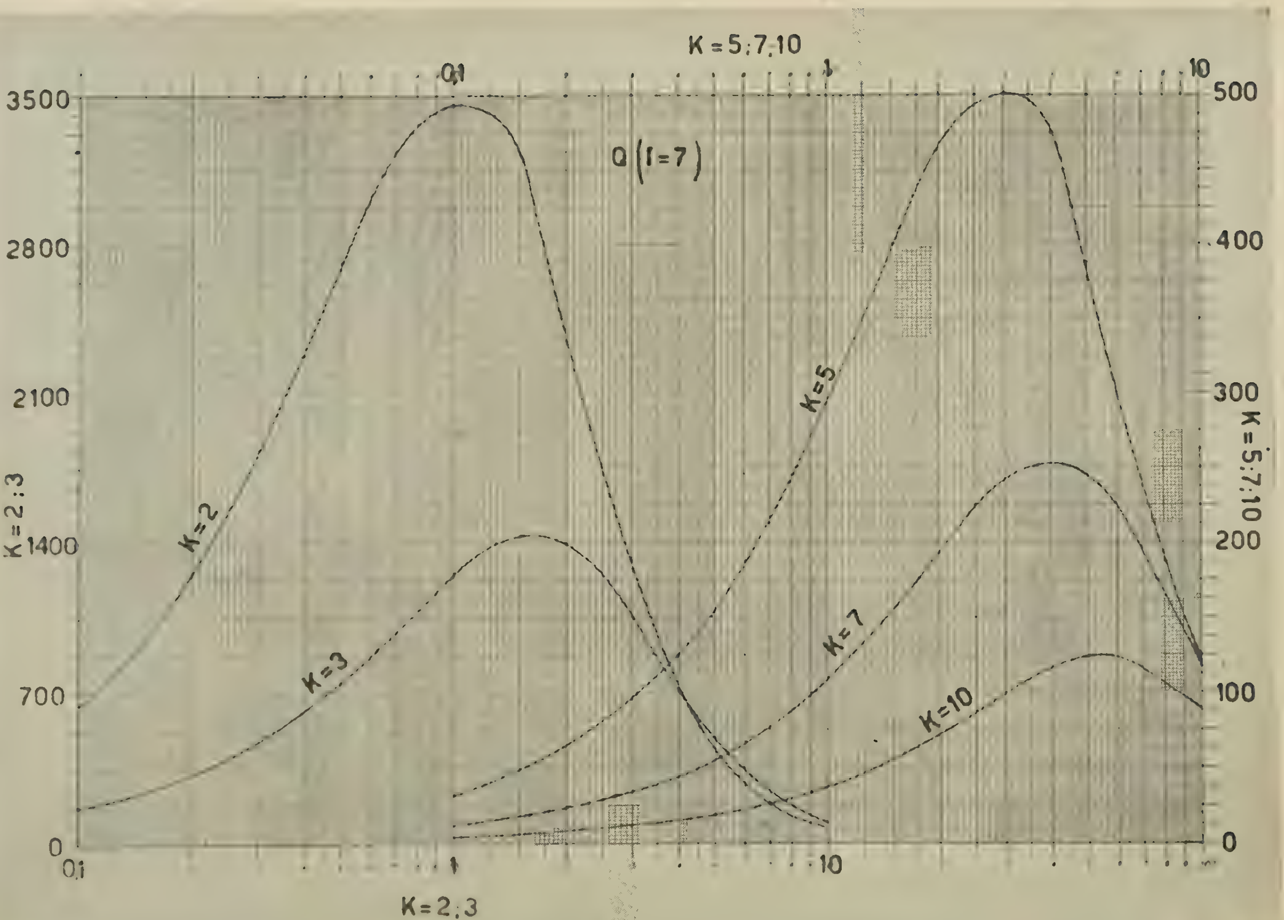

K = 5;7;10
0,1
1
10
Q(I=7)
3500
2800
2100
K = 2;3 1400
700
0
0,1
1
10
K = 2;3
500
400
300
200
100
0
K = 5;7;10
K=2
K=3
K=5
K=7
K=10

Fig. 27

IL VENTO SULL'ALTIPIANO CARSICO DI TRIESTE

SILVIO POLLI

1. *Premessa.* — La città di Trieste, il suo golfo e il retrostante sollevamento carsico sono soggetti, per la loro particolare posizione, ad uno speciale e caratteristico regime di venti. Nel semestre estivo, con condizioni meteoriche normali, si hanno regolari brezze di mare e di terra. Nel semestre invernale queste sono sopraffatte, quasi in continua alternanza, dal violento e secco vento da ENE (bora) e dai moderati e umidi venti da SE (scirocco). Il Carso, che ad un'altezza di circa 300 m si leva immediatamente a N e a NE della città, più che ostacolare la discesa della bora, la favorisce, sia come soglia aperta sul mare, sia come effettiva circostanza concomitante alla sua generazione. La bora si presenta con la massima intensità nei mesi invernali, ma non è rara, meno violenta però, anche nei mesi estivi. Si precipita dall'altipiano mantenendo direzione molto costante. Assume massima violenza lungo i varchi aventi la medesima direzione. Pur riscaldandosi nella caduta per compressione adiabatica, rimane sempre un vento freddo e secco.

Lo studio della bora era stato eseguito sulla base delle registrazioni anemometriche eseguite a Trieste e delle osservazioni stimate eseguite sul Carso. Queste ultime, fatte senza l'aiuto di strumenti, si limitano alle tre osservazioni giornaliere delle ore 7, 14 e 19. Hanno valore puramente indicativo basandosi esse sul presupposto che la bora sull'altipliano fosse più intensa che sulla città. Si presentava perciò sempre di grande interesse la sistemazione di anemografi sull'altipiano carsico e sul suo margine. Ciò, per varie circostanze, non è stato possibile realizzare prima di questi ultimi anni. Appena alla fine del 1947, il locale Ufficio Agricoltura del Governo Militare Alleato, venuto a conoscenza della questione, dispose subito perché fossero messi alcuni anemometri sull'altipiano e nei dintorni di Trieste. L'ideale sarebbe stato potere disporre di apparechi registratori della direzione, della velocità media e delle raffiche. La spesa risultava troppo forte e perciò furono messi in funzione dei semplici anemometri a coppe, totalizzatori, a lettura diretta.

Presentiamo in questa nota i risultati di due delle cinque sta-

zioni attualmente in funzione. Essi rappresentano le prime misure anemometriche eseguite sul Carso. I valori ottenuti sono rigorosamente confrontabili fra di loro e con quelli di ogni altro anemografo. I risultati sono pertanto di notevole importanza sia scientifica che pratica. In un certo senso essi sono anche sorprendenti. Si riteneva infatti che la bora fosse sull'altipliano più forte che in città, ciò che invece non risultò dall'esame delle serie di misure eseguite. La questione era dovuta puramente a impressioni psicologiche. Indubbiamente, per quanto si è detto precedentemente, la bora è sul Carso più fredda che al mare. Inoltre, la mancanza di ripari, il suolo con copertura invernale spesso gelata, l'implacabile costanza della direzione che il paesaggio nudo non riesce ad alterare, sono tutte circostanze che fanno apparire, a chi generalmente vive nella città in siti riparati, più forte di quanto in realtà non lo sia la velocità del vento sul Carso.

Dai dati che si presentano in questa nota si deduce invece che la velocità media della bora è i 3/4 di quella di Trieste a Basovizza, e i 2/3 a Villa Opicina. Inoltre, da sopraluoghi eseguiti in periodi di bora in varie zone dell'altipiano, risultò pure che le raffiche sono meno marcate che in città. La bora sul Carso ha caratteristiche di maggiore uniformità. La minore velocità e soprattutto la ridotta vorticosità lasciano intravedere la possibilità di sistemare sull'altopiano degli efficienti aeroporti, la cui costruzione risulta invece impossbile in città.

2. *La stazione di Opicina.* — È situata a SE del paese, in posizione leggermente elevata rispetto al nucleo centrale della località, nella villa a due piani di Via del Ricreatorio n. 16. Lo strumento è sistemato sul terrazzino terminale dell'edificio. Le coppe sono a 2,5 m sopra di esso e a 17 m sul suolo. Le coordinate geografiche della stazione sono: lat. 45° 41′ 09″ N, long. 13° 47′ 22″ E Gr., 1° 20′ 14″ E M. Mario (Roma), altezza del suolo m 330 sul livello medio marino.

L'apparecchio risulta in posizione dominante il paese ed è sufficientemente libero a tutti i venti. Il sollevamento marginale carsico, che si eleva 60 m più alto a circa 800 m verso SW, ripara alquanto tutta la località dai venti da Sud e da SW.

Lo strumento è un anemometro totalizzatore Salmoiraghi a 3 coppe. La distanza dell'asse di rotazione dal centro delle coppe è di cm 17, il diametro delle coppe è di cm 8. Esso indica il numero dei metri percorsi dal vento. Le letture si eseguono giornalmente alle

TABELLA I — *Velocità media del vento a Opicina.*

Anno	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
1948	5,6	11,2	9,6	9,8	7,8	6,9	7,9	7,4	6,7	10.1	11.9	13.6	9.0
1949	10.8	9.7	14 4	6.4	8.3	7,9	5 9	8 3	7.1	13 2	12 5	7 6	9.3
1950	14.7	8.4	10.7	8.1	8.5	7.5	8.3	6,4	6 9	9 9	7.4	10.4	8 9
1951	4.5	12.0	10.6	9.7	6.6	6.9	7.4	6.7	9 1	17.1	7.2	6.1	9.1
1952	7.4	7.0	7.4	8.0	6.2	7.1	8.3	5.4	6.9	6.7	5.9	15.4	7 6
Media	9.6	9 7	10,5	8.4	7.5	7.3	7.6	6 8	7.3	11.4	9.0	10.6	8 8

TABELLA II — *Velocità media del vento nei singoli quadranti.*

Anno	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
I°Q.													
1948	7.1	12.9	11.8	10.9	10 0	7.6	9.6	12.1	8 3	12.6	13.0	15.3	10.9
1949	12 7	13.2	15.7	9.8	13 6	10.8	7.7	11.1	10.5	15.6	16 1	9.1	12.2
1950	18.9	10.8	15 2	9 2	13.0	10.8	9 8	8.4	8.1	17.2	10 9	12.3	12.1
1951	16.8	12 6	14 8	17 4	8.4	10.1	9.6	9.1	12.7	19.1	9.3	10 3	12.5
1952	10.0	11 9	11.6	12.5	9 6	7 6	9.7	6.7	9.2	8.7	8.7	20.4	10.6
Media	13.1	12.3	13.8	12.0	10.9	9.4	9.3	9.5	9.8	14.6	11.6	13.5	11.7
II°Q.													
1948	6 5	2.8	6 7	8.0	6.8	7 4	8.1	5 5	5.1	5,0	6.2	5 4	6.1
1949	11.3	5 5	0.0	7.2	4 3	5.1	5.2	9.4	4.2	6 3	8.1	5.8	6.0
1950	3 2	7.8	4.9	6.8	7.0	7.1	0.0	5.4	5.6	5.4	6 5	6.4	5.5
1951	5.9	11 8	8.3	6.0	5.7	4.6	5.9	5.2	5.2	3 9	6.7	4 1	6.1
1952	4 2	4.4	3.1	6.8	5.5	6.5	7.6	5.8	6 1	5 5	4 3	7.4	5.6
Media	6.2	6.5	4.6	7.0	5.9	6.1	5.4	6.3	5.2	5,2	6.4	5.8	5,9
III°Q.													
1948	1.8	2.7	0 0	0.0	0.0	9 8	0 0	5.9	4.1	0.0	0.0	4.0	2.4
1949	1.6	0.0	0.0	6.7	4.9	0 0	4 9	0.0	0.0	8.9	7.2	2.6	3 1
1950	1.9	0 0	0 0	9 1	9 4	6.8	4.8	4.8	0.0	2.8	0.0	0 0	3.2
1951	3.1	3 5	6.5	5 0	4 9	5.8	4 8	5.5	6 1	0 0	2.6	3.9	4.3
1952	0.0	2 8	3 0	3.9	4 2	7.0	8.1	4.4	4.7	6.9	1.4	4 5	4.2
Media	1.7	1.8	1.9	4.9	4.7	5.9	4.5	4.1	3.0	3.7	2.2	3.0	3.4
IV°Q													
1948	2.3	2.6	6.1	5.3	5 0	5.2	3.8	4.5	4.3	2.9	0.0	0.0	3.5
1949	4.9	3.4	5 4	4.8	4 6	4.5	4.5	4.7	4.1	4.3	6.7	2.0	4 5
1950	9.3	4.8	4.4	5.3	5.0	4 2	6 8	4.2	3.4	0 0	3.0	0.0	4.2
1951	2 2	0 0	5.7	6.8	4.5	0.0	0 0	6.6	0.0	0.0	0.0	5.7	2.6
1952	0.0	4.7	2 7	2 5	4 0	7.5	5.4	4 6	4 4	3.8	3.2	0.0	3.6
Media	3.7	3.1	4.9	4.9	4.6	4 3	4.1	4.9	3.2	2,2	2.6	1.5	3.7

TABELLA III — *Velocità media della bora.*

Anno	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
1948	9.4	17.2	12.1	11.4	11 2	7.7	10.1	18.0	9.7	18.1	16.1	18 6	13 3
1949	13 4	14.8	17 7	10,3	14.9	11.2	8,2	12.1	11.9	17.9	20.0	13.4	13.8
1950	26 3	11.7	16.3	11.1	13.0	12.4	10.1	8.4	8.5	20.4	12 0	14 7	13.7
1951	19.0	15.8	16.2	17.4	10,8	11·5	10.1	9.3	15.0	20 8	12.0	10.8	14.1
1952	10.9	13.7	14.4	15.8	12.5	7.8	10.2	7.8	9.7	9.9	10,2	22.6	12.1
Media	15.8	14.6	15 3	13.2	12.5	10.1	9.7	11:1	11.0	17.4	14.1	16.0	13.4

ore 8. Osservatore è il maestro Giovanni Pauli che esegue pure le altre osservazioni meteoriche.

3. *La stazione di Basovizza.* — È situata a SE del paese, al n. 109, presso la casa forestale della Provincia. Il sito è pianeggiante e aperto a tutti i venti. Il margine carsico, situato 1500 m verso SE, è di pochi metri più elevato del paese e pertanto influisce poco, quale ostacolo, sul regime locale del vento. Le coordinate geografiche della stazione sono: lat. 45° 38′ 30″ N, long. 13° 51′ 33″ E Gr,. 1° 24′ 25″ E M. Mario (Roma), la quota al suolo è di 375 m sul livello medio marino.

Lo strumento è fissato alla sommità di un palo con le coppe a m 6,05 dal suolo. È un anemometro Salmoiraghi totalizzatore a 3 coppe di alluminio. La distanza dall'asse di rotazione al centro delle coppe è di cm 17, il diametro delle coppe è di cm 8. Le letture sono eseguite ogni giorno alle ore 8.

4. *La stazione di Trieste.* — Lo strumento è sistemato sulla torre dell'Istituto Talassografico, situato nella parte SW della città, al n. 2 del Viale Romolo Gessi. La posizione è bene aperta ai venti del I, III e IV quadrante, è invece leggermente riparata dai venti del II quadrante dagli alti edifici costruiti negli ultimi anni sul promontorio di S. Andrea. Le coordinate geografiche della torre sono: lat. 45° 38′ 37″ N, long. 13° 45′ 09″ E Gr., 1° 18′ 03″ E M. Mario (Roma). Il mulinello a coppe è fissato all'estremità di un tubo d'acciaio, 7 m sopra la terrazza terminale, a 38 m dal suolo e a 45 m sul livello medio del mare.

Lo strumento è un anemografo Universale S.I.A.P. a 3 coppe e con il tubo di Pitot sull'asse della banderuola, contro vento. Esso registra con continuità i km percorsi, la direzione e le raffiche del vento. Il raggio dall'asse di rotazione al centro delle coppe è di cm. 21,8, il diametro esterno delle coppe è di cm 16,0. Lo scorrimento della carta del diagramma è di 22,5 mm per 1 ora.

5. *Elaborazione delle misure.* — Dalle letture eseguite alle ore 8 si dedussero le velocità medie giornaliere corrispondenti alle 24 ore precedenti. Dalle medie giornaliere si ottennero poi quelle mensili. Queste pertanto si riferiscono al vento percorso dalle ore 8 del giorno 1 di ciascun mese alle ore 8 del giorno 1 del mese seguente.

Anche i dati di Trieste corrispondono agli stessi intervalli di

TABELLA IV — *Velocità media del vento a Basovizza.*

Anno	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
1948	5.1	12.4	9.5	11.8	7.7	8.3	7.7	7.2	6.3	11.7	12.7	14.2	9.6
1949	10.6	9.3	15.1	9.2	8.6	8.9	6.0	8.3	6.8	14.3	13.3	7.3	9.8
1950	13.6	8.9	10.2	10.2	9.6	7.4	7.9	6.1	6.8	12.2	9.9	12.8	9.6
1951	10.3	12.3	11.1	12.[illegible]	7.1	6.5	7.3	6.6	9.6	19.7	8.5	5.6	9.8
1952	8.2	8.6	6.2	8.0	6.0	6.9	8.0	4.5	6.3	6.6	5.1	16.6	7.6
Media	9.6	10.3	10.4	10.3	7.8	7.6	7.4	6.5	7.2	12.9	9.9	11.3	9.3

TABELLA V — *Velocità media del vento nei singoli quadranti.*

Anno	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
I°Q.													
1948	6.5	14.2	11.3	13.6	11.6	7.8	10.5	11.8	7.6	14.1	14.0	15.7	11.6
1949	12.0	13.5	16.4	15.4	14.4	12.5	8.2	6.3	9.7	17.0	16.8	8.7	12.6
1950	17.3	11.7	14.6	11.3	16.8	10.8	9.8	8.3	7.9	21.6	17.1	13.8	13.4
1951	16.8	13.8	14.8	24.8	9.0	9.8	9.9	8.9	13.0	22.1	9.4	9.4	13.5
1952	10.9	15.4	9.1	10.1	9.4	7.5	9.7	6.1	8.1	8.9	7.3	21.6	10.3
Media	12.7	13.7	13.2	15.0	12.2	9.7	9.6	8.3	9.3	16.7	12.9	13.8	12.3
II°Q.													
1948	6.9	2.7	6.9	9.6	6.7	8.8	8.1	5.6	4.7	4.4	5.9	5.4	6.3
1949	10.2	4.9	0.0	7.3	4.1	5.6	7.7	11.1	4.5	7.3	9.0	5.7	6.5
1950	3.5	8.1	5.2	9.9	6.1	8.5	0.0	7.1	6.3	6.4	7.8	10.6	6.6
1951	7.0	11.0	9.1	6.5	6.3	4.8	5.6	5.0	6.2	4.2	8.7	3.9	6.5
1952	4.9	5.4	3.7	8.7	5.8	6.6	7.6	5.0	6.0	5.6	4.2	9.4	6.1
Media	6.5	6.4	5.0	8.4	5.8	6.9	5.8	6.8	5.5	4.7	7.1	7.0	6.4
III°Q.													
1948	3.1	2.7	0.0	0.0	0.0	10.7	0.0	5.6	3.0	0.0	0.0	2.7	2.3
1949	1.8	0.0	0.0	7.0	4.4	0.0	5.0	0.0	0.0	8.9	8.1	2.6	3.2
1950	2.6	0.0	0.0	11.4	10.8	6.4	3.9	4.0	0.0	3.1	0.0	0.0	3.5
1951	4.0	4.0	8.2	4.8	5.0	4.3	4.2	5.4	6.1	0.0	2.5	3.4	4.3
1952	0.0	3.2	2.5	5.1	2.	5.8	7.0	3.5	4.3	5.5	0.9	5.1	3.8
Media	2.3	2.0	2.1	5.7	4.6	5.4	4.0	3.7	2.7	3.5	2.3	2.8	3.4
IV°Q.													
1948	3.7	2.3	6.9	6.1	5.1	4.5	2.8	3.5	3.2	2.6	0.0	0.0	3.4
1949	5.8	2.7	6.4	6.8	4.4	4.4	4.0	3.5	4.0	2.9	7.2	3.2	4.6
1950	8.9	5.0	3.5	5.	4.5	3.8	5.9	3.4	2.7	0.0	5.9	0.0	4.1
1951	7.1	0.0	6.1	8.1	7.3	0.0	0.0	7.1	0.0	0.0	0.0	6.3	3.5
1952	0.0	3.4	3.	2.0	3.6	6.3	5.0	3.1	3.9	3.8	1.6	0.0	3.0
Media	5.1	2.7	5.3	5.7	5.0	3.8	3.5	4.1	2.8	1.9	2.9	1.9	3.7

TABELLA VI — *Velocità media della bora.*

Anno	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
1948	9.1	19.4	11.3	14.4	13.1	8.3	11.1	20.5	9.6	20.8	16.8	19.5	14.5
1949	14.7	15.9	18.2	[illegible]6.7	16.0	13.3	8.6	12.9	11.5	18.1	20.6	12.0	14.9
1950	24.0	12.8	15.7	13.4	16.8	12.4	9.6	8.3	8.6	26.0	13.4	14.9	14.7
1951	19.[illegible]	17.6	16.4	24.8	12.3	11.4	10.4	6.4	14.8	24.2	12.4	9.8	15.0
1952	11.4	18.2	10.3	13.0	10.0	7.9	10.1	7.8	8.8	9.9	8.0	23.1	11.5
Media	15.[illegible]	1[illegible].8	14.4	16.5	13.6	10.7	10.0	11.2	8.9	19.8	14.2	15.9	14.0

tempo e pertanto i valori delle tre stazioni sono, da questo punto di vista, rigorosamente confrontabili.

Le tabelle 1, 4 e 7 presentano i valori medi mensili e annui delle velocità, espresse in km/ora, per ciascuna delle tre località. Sono cioè i quozienti fra il numero dei km percorsi da tutti i venti nelle singole stazioni ed il numero delle ore contenute nel mese.

I venti, secondo le loro direzioni di provenienza, furono aggruppati in quadranti secondo lo schema seguente:

I Quadrante, comprende i venti da NNE ad E,
II Quadrante, comprende i venti da ESE a S,
III Quadrante, comprende i venti da SSW a W,
IV Quadrante, comprende i venti da WNW a N.

Le tabelle 2, 5 e 8 danno le velocità medie in km/ora corrispondenti ai venti avuti secondo i quadranti ora definiti.

Particolare importanza assume la conoscenza del comportamento della bora sull'altipiano in confronto a quello che essa manifesta a Trieste e sul golfo. La sua individuazione è molto facilitata dal fatto che essa proviene da ENE e mantiene molto costante la sua direzione. Sul diagramma essa figura perciò ben determinata. È pertanto possibile ricavare da questo dati molto precisi sulla sua velocità e frequenza.

Nelle tabelle 3, 6 e 9 sono date in km/ora, le velocità medie del vento da ENE, cioè della bora. Esse sono i quozienti fra il numero di km percorsi dalla bora in ciascun mese ed il corrispondente numero di ore durante le quali essa ha soffiato.

Nelle ultime tabelle (10, 11 e 12) sono riportate, per ogni località, le medie quinquennali e ciò per avere la possibilità di eseguire un immediato confronto tra i valori delle tre stazioni.

6. *Considerazioni conclusive.* — *a*) Sull'altipiano carsico la velocità media del vento risulta minore che a Trieste e nella zona del porto. A Basovizza essa è il 78% di quella registrata a Trieste, a Opicina il 74%. A determinare tale fatto concorrono tutti i principali venti della regione: la bora, lo scirocco e le brezze. Si vedrà più avanti perché questi venti sono meno forti sul Carso che a Trieste.

b) Per la bora, cioè il vento da ENE, questi risultati sono ancora più marcati. I corrispondenti valori percentuali sono per Basovizza 71% e per Opicina 68%. Nella prima località la velocità della bora è circa i 3/4 di quella di Trieste, nella seconda circa i 2/3. Ciò è dovuto in

TABELLA VII — *Velocità media del vento a Trieste.*

Anno	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
1948	6.0	15.0	12.3	12.6	9.1	9.5	11.7	10.3	8.5	16.0	15.3	17.0	11.9
1949	12.8	10.9	18.3	6.7	12.6	10.7	7.6	11.6	9.6	20.5	19.0	9.0	12.4
1950	21.3	9.1	13.4	9.4	10.8	10.1	11.7	8.0	9.5	14.8	10.1	15.1	11.9
1951	13.1	14.3	14.1	12.9	10.4	9.4	10.5	9.8	12,7	22.9	10.1	8.6	12.4
1952	10.9	11.0	9.6	11.2	9.3	10.2	11.2	8.1	11.2	10.7	8.7	21.4	11.1
Media	12.8	12.1	13.5	10.6	10.4	10.0	10.5	9.6	10.3	17.0	12,6	14.2	11.9

TABELLA VIII — *Velocità media del vento nei singoli quadranti*

Anno	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
I°Q.													
1948	7.6	17.7	16.1	14.2	12.6	11.2	16.2	19.8	12.4	22.4	17.6	19.9	15.6
1949	17.5	16.4	20.2	13.5	24.2	16.9	11.2	18.4	16.8	25.5	27.9	11.9	18.4
1950	28.4	16.4	20.6	10.9	20.3	17.1	15.7	12.2	12.7	26.5	15.3	17.4	17.8
1951	23.1	15.4	19.8	23.6	14.9	12.6	13.9	12.0	17.5	25.5	12.8	15.0	17.2
1952	13.8	20.3	14.5	17.2	12.5	11.2	14.0	10.1	14.5	13.8	12.1	28.1	15.2
Media	18.1	17.2	18.2	15.9	16.9	13.8	14.2	14.5	14.8	22.7	17.1	18.5	16.8
II°Q.													
1948	6.7	1.7	6.9	11.0	7.4	11.4	7.9	6.8	5.2	2.7	3.9	1.7	6.1
1949	7.3	3.7	0.0	6.8	3.2	4.8	7.5	15.0	2.9	8.0	7.0	4.4	5.9
1950	1.9	5.6	3.7	8.9	5.4	7.8	0.0	6.0	4.9	7.6	8.8	10.2	5.9
1951	7.9	13.6	10.9	7.6	7.8	7.2	7.9	8.1	7.8	4.9	9.6	5.5	8.2
1952	7.3	6.6	4.4	10.3	9.0	9.5	8.0	9.6	10.1	8.9	7.0	10.8	8.5
Media	6.2	6.2	5.2	8.9	6.6	8.1	6.3	9.1	6.2	6.4	7.3	6.5	6.9
III°Q.													
1948	2.1	3.6	0.0	0.0	0.0	16.3	0.0	7.9	1.4	0.0	0.0	0.4	2.6
1949	1.5	0.0	0.0	5.7	4.0	0.0	3.7	0.0	0.0	6.0	7.4	0.8	2.4
1950	2.3	0.0	0.0	9.6	11.9	7.8	3.1	5.7	0.0	4.7	0.0	0.0	3.8
1951	4.8	6.0	9.9	6.7	6.9	8.4	6.8	8.6	8.1	0.0	2.5	5.3	6.2
1952	0.0	3.4	3.9	5.3	7.0	8.0	11.3	6.5	8.6	12.8	2.4	6.6	6.3
Media	2.1	2.6	2.8	5.5	6.0	8.1	5.0	5.7	3.6	4.7	2.5	2.6	4.3
IV°Q.													
1948	1.6	1.5	8.1	5.2	4.9	4.9	2.7	4.2	2.0	2.3	0.0	0.0	3.1
1949	3.7	1.3	5.8	3.6	4.3	3.2	5.0	3.0	3.4	2.0	9.9	1.0	3.9
1950	10.5	1.7	3.2	3.3	4.2	3.5	7.4	3.4	2.5	0.0	3.1	0.0	3.6
1951	2.6	0.0	6.0	8.7	7.5	0.0	0.0	10.5	0.0	0.0	0.0	9.0	3.7
1952	0.0	3.7	4.9	3.6	5.8	11.1	7.3	5.6	6.5	4.5	5.1	0.0	4.8
Media	3.7	1.6	5.6	4.9	5.3	4.5	4.5	5.3	2.9	1.8	3.6	2.0	3.8

TABELLA IX — *Velocità media della bora.*

Anno	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
1948	11.5	2[illegible].8	16.5	15.4	15.4	11.7	17.8	32.5	15.5	34.6	22.5	25.4	20.3
1949	19.3	19.3	22.9	14.3	27.8	17.6	12.0	20.7	20.0	29.3	36.3	18.9	21.5
1950	40.6	17.9	22.8	14.6	20.3	20.5	15.9	12.2	13.3	32.0	15.3	20.8	20.5
1951	26.6	19.4	22.1	23.6	18.1	14.9	14.7	11.7	20.5	27.9	15.5	15.8	19.2
1952	15.6	23.5	18.3	21.9	15.8	11.8	14.8	11.9	15.3	15.7	13.4	31.8	17.5
Media	22.7	21.0	20.5	18.0	19.5	15.3	15.0	17.8	16.9	27.9	20.6	22.5	19.8

TABELLA X — *Velocità media del vento (1948-52).*

Località	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
Opicina	9.6	9.7	10.5	8.4	7.5	7.3	7.6	6.8	7.3	11.4	9.0	10.6	8.8
Basovizza	9.6	10.3	10.4	10.3	7.8	7.6	7.4	6.5	7.2	12.9	9.9	11.3	9.3
Trieste	12.8	12.1	13.5	10.6	10.4	10.0	10.5	9.6	10.3	17.0	12.6	14.2	11.9

TAB. XI — *Velocità media del vento nei singoli quadranti (1948-52).*

Località	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
I° Quadr.													
Opicina	13.1	12.3	13.8	12.0	10.9	9.4	9.3	9.5	9.8	14.6	11.6	13.5	11.7
Basovizza	12.7	13.7	13.2	15.0	12.2	9.7	9.6	8.3	9.3	16.7	12.9	13.8	12.3
Trieste	18.1	17.2	18.2	15.9	16.9	13.8	14.2	14.5	14.8	22.7	17.1	18.5	16.8
II° Quadr.													
Opicina	6.2	6.5	4.6	7.0	5.9	6.1	5.4	6.3	5.2	5.2	6.4	5.8	5.9
Basovizza	6.5	6.4	5.0	8.4	5.8	6.9	5.8	6.8	5.5	4.7	7.1	7.0	6.4
Trieste	6.2	6.2	5.2	8.9	6.6	8.1	6.3	9.1	6.2	6.4	7.3	6.5	6.9
III° Quadr.													
Opicina	1.7	1.8	1.9	4.9	4.7	5.9	4.5	4.1	3.0	3.7	2.2	3.0	3.4
Basovizza	2.3	2.0	2.1	5.7	4.6	5.4	4.0	3.7	2.7	3.5	2.3	2.8	3.4
Trieste	2.1	2.6	2.8	5.5	6.0	8.1	5.0	5.7	3.6	4.7	2.5	2.6	4.3
IV° Quadr.													
Opicina	3.7	3.1	4.9	4.9	4.6	4.3	4.1	4.9	3.2	2.2	2.6	1.5	3.7
Basovizza	5.1	2.7	5.3	5.7	5.0	3.8	3.5	4.1	2.8	1.9	2.9	1.9	3.7
Trieste	3.7	1.6	5.6	4.9	5.3	4.5	4.5	5.3	2.9	1.8	3.6	2.0	3.8

TABELLA XII — *Velocità media della bora (1948-52).*

Località	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Anno
Opicina	15.8	14.6	15.3	13.2	12.5	10.1	9.7	11.1	11.0	17.4	14.1	16.0	13.4
Basovizza	15.7	16.8	14.4	16.5	13.6	10.7	10.0	11.2	8.9	19.8	14.2	15.9	14.0
Trieste	22.7	21.0	20,5	18.0	19.5	15.3	15.0	17.8	16.9	27.9	20.6	22.5	19.8

parte al fatto che sull'altipiano il moto delle masse d'aria avviene su una zona estesa, secondo dislivelli e gradienti, sia termici che barometrici, discreti; in parte all'essere la bora un vento freddo di caduta che precipitando dal margine dell'altipiano al mare aumenta gradatamente la sua velocità. Ne consegue che sulla città e sul porto la bora assume caratteri di vorticosità che sull'altipiano difficilmente possono realizzarsi. Per l'insieme dei venti del I quadrante valgono valori percentuali poco diversi, dato che la bora ne è il vento predominante fra essi.

c) Per i venti del II quadrante, che comprendono quelli da scirocco, si hanno pure velocità medie minori sull'altipiano rispetto alla

città e al mare. A Opicina e Basovizza essi risultano rispettivamente l'85 e il 93% di quelli registrati a Trieste. I venti sciroccali, provenienti dal mare, colpiscono direttamente la città e si smorzano lentamente nel sollevarsi sull'altopiano e nell'allontanarsi dal mare.

d) Ciò vale pure per i venti del III quadrante, che comprendono quelli da libeccio e le brezze di mare e di terra. Queste ultime, allontanandosi dalla zona costiera, si indeboliscono rapidamente. Dato il predominio delle brezze, si ha che i valori massimi delle velocità cadono nei mesi estivi, i minimi in quelli invernali.

e) I venti del IV quadrante comprendono quelli del Nord, che provenendo dal retroterra scendono al mare dopo aver sorpassato le due località carsiche. Le velocità medie figurano ancora lievemente inferiori sull'altipiano. La discesa lungo i pendii marginali fa acquistare a questi venti freddi una maggiore velocità, per cui arrivano sulla città con una velocità incrementata del 3% circa.

f) Tra le due località carsiche considerate risulta sempre più ventosa quella di Basovizza. Ciò dipende dal fatto che essa si trova ad una quota maggiore e in una zona leggermente più esposta. Opicina invece giace in posizione leggermente concava e pertanto più riparata.

Trieste — Istituto Talassografico — Gennaio 1953.

RIASSUNTO

Si presentano i risultati di cinque anni di rilievi anemometrici eseguiti nelle località di Opicina e Basovizza, sull'altipiano carsico di Trieste. Si confrontano i dati con quelli di Trieste mettendo in particolare evidenza il regime della « bora ». Risulta che questa, contrariamente all'opinione generale, è meno intensa e meno vorticosa sul Carso che al mare.

SUMMARY

The results of five years of anemometric reliefs carried out in Opicina and Basovizza (Carsic tableland of Trieste) are presented here. These data are confronted with the data of Trieste, making especially evidente the regimen of the « bora ». The result is that this, on the contrary of the general opinion, is less intens and less whirling on the Carso that on the sea.

BIBLIOGRAFIA

S. Polli, *100 anni di osservazioni meteorologiche eseguite a Trieste.* Parte IV (*La velocità del vento*), P. V. (*La direzione del vento*), P. VI (*Le raffiche del vento*); Boll. Società Adriatica di Scienze Naturali, Trieste, vol. XLIV (1948), XLV (1949), XLVI (1950).

S. Polli, *Le correnti aeree al suolo e in quota a Trieste.* Riv. di Meteorologia Aeronautica, a. IV, n. 2, Roma 1940.

S. Polli, *Dati climatici di Trieste e dintorni.* Pubbl. n. 284, Istit. Talassogr., Trieste 1952.

VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITA' IN EUROPA

NOTA 2ª - *Fondamenti teorici*

CARLO MORELLI

4. *Premessa.* — In una nota precedente (5) abbiamo mostrato come la variazione diurna della gravità, calcolata per la latitudine di 45° e per un punto centrale dell'Europa, possa essere valida per una regione abbastanza ampia attorno al punto stesso, e come possa essere trasformata per estenderne la validità alle regioni viciniori.

Vogliamo qui discutere il problema dal punto di vista teorico, per fissare anche su questa base i limiti di validità sopraddetti; e soprattutto per arrivare ad una soluzione finale pratica del problema.

5. *Componenti della variazione diurna.* — Sostituendo la [2] della nota precedente nella [1], la variazione diurna della gravità diventa in forma esplicita:

$$\partial g = K\left(\operatorname{sen}^2\varphi \operatorname{sen}^2\delta + \cos^2\varphi \cos^2\delta \cos^2\tau + \frac{1}{2}\operatorname{sen} 2\varphi \operatorname{sen} 2\delta \cos\tau - \frac{1}{3}\right) \qquad [4]$$

alla quale con semplici sostituzioni si può dare la forma solita (6):

$$\begin{aligned} \partial g = {} & \frac{K}{2}\left(\frac{1}{2} - \frac{3}{2}\operatorname{sen}^2\varphi\right)\left(\frac{2}{3} - 2\operatorname{sen}^2\delta\right) + \\ & + \frac{K}{2}\operatorname{sen} 2\varphi \operatorname{sen} 2\delta \cos^2\tau + \qquad [5] \\ & + \frac{K}{2}\cos^2\varphi \cos^2\delta \cos 2\tau \,. \end{aligned}$$

In questa formula:

a) *il 1° termine* è indipendente da τ, cioè dalla rotazione della Terra, ma dipende invece dalle variazioni di D e di δ: esso racchiude quindi le *componenti a lungo periodo*, cioè periodi talvolta maggiori di 24^h, ma in generale superiori a mezzo mese e più;

b) *il 2° termine* racchiude le *componenti diurne*, con periodi prossimi al giorno lunare; queste saranno nulle quando $\delta = 0$;

c) *il 3° termine* racchiude le *componenti semidiurne*; queste saranno massime quando $\delta = 0$.

Inoltre:

d) i tre termini hanno lo stesso coefficiente;

e) *i tre termini dipendono tutti da* φ: ma ognuno di essi ha un fattore di latitudine differente. La variazione del coefficiente di latitudine per ciascuno di essi è riportata nella fig. 10.

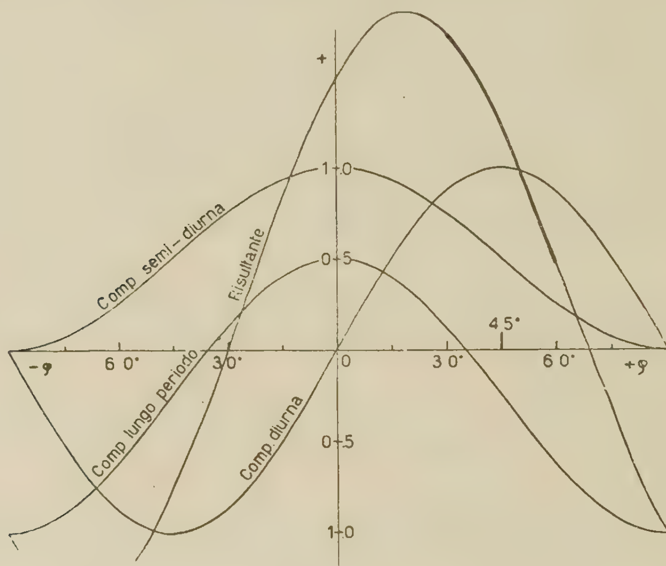


Fig. 10 - Variazioni del coefficiente di latitudine per ciascuno dei tre termini, e risultante

Come si vede, per le componenti a lungo periodo e per quelle semidiurne si hanno due sinusoidi avendi lo stesso periodo e la stessa fase, mentre per le componenti diurne il periodo è ancora lo stesso, ma la fase è spostata di $\pi/4$. La risultante è quindi ancora una sinusoide, avente lo stesso periodo, e la cui fase dipende dall'ampiezza relativa delle tre componenti: poiché queste, come risulta dai fattori in δ della [5], variano relativamente poco (e lentamente) sia per la Luna che per il Sole, vediamo già così che attorno alla latitudine di 45° N il ramo discendente sarà sempre molto prossimo ad una retta.

6. *Variazione in funzione della latitudine.* — Volendo ora esaminare analiticamente il comportamento della variazione diurna della gravità ∂g in funzione della latitudine, potremo scrivere:

$$\partial g_{\varphi} = \partial g_{\varphi_0} + \Delta\varphi \cdot \left(\frac{\partial g}{\partial \varphi}\right)_0 + \frac{(\Delta\varphi)^2}{2} \cdot \left(\frac{\partial^2 g}{\partial \varphi^2}\right)_0 + \ldots\ldots \qquad [6]$$

dove abbiamo posto:

$$\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0 .$$

Da questa si ricava, per la [5]:

$$\begin{aligned}\partial g_{\varphi} - \partial g_{\varphi_0} = & -\Delta\varphi \cdot \frac{3K}{4} \cdot \operatorname{sen} 2\varphi_0 \left(\frac{2}{3} - 2\operatorname{sen}^2\delta\right) + \\ & + \Delta\varphi \cdot K \cos 2\varphi_0 \cdot \operatorname{sen} 2\delta \cos\tau - \\ & - \Delta\varphi \cdot \frac{K}{2} \operatorname{sen} 2\varphi_0 \cdot \cos^2\delta \cos 2\tau - \\ & - \frac{(\Delta\varphi)^2}{2} \cdot \frac{3K}{2} \cos 2\varphi_0 \left(\frac{2}{3} - 2\operatorname{sen}^2\delta\right) - \\ & - \frac{(\Delta\varphi)^2}{2} \cdot 2K \operatorname{sen} 2\varphi_0 \operatorname{sen} 2\delta \cos\tau - \\ & - \frac{(\Delta\varphi)^2}{2} \cdot K \cos 2\varphi_0 \cos^2\delta \cos 2\tau + \ldots\end{aligned}$$

Ponendo $\varphi_0 = 45°$, questa si semplifica notevolmente:

$$\begin{aligned}\partial g_{\varphi} - \partial g_{45°} = & -\frac{3}{4} K \left(\frac{2}{3} - 2\operatorname{sen}^2\delta\right) \cdot \Delta\varphi - \\ & - \frac{K}{2} \cos^2\delta \cos 2\tau \cdot \Delta\varphi - \\ & - K \operatorname{sen} 2\delta \cos\tau \cdot (\Delta\varphi)^2 + \ldots\ldots \qquad [7]\end{aligned}$$

Come si vede, il termine di 1° ordine dipende ora dalle componenti a lungo periodo e da quelle semidiurne mentre il termine di 2° ordine dipende da quelle diurne.

Volendo ora cercare fino a quale valore di $\Delta\varphi$, positivo o negativo, il contributo dei tre termini si mantiene in valore assoluto inferiore a 0,01 mgal, basta osservare che il valore massimo del fattore

di declinazione per il termine a lungo periodo e per quello semidiurno si ottiene per $\delta = 0^\circ$, per cui per questi due dovrà essere:

$$/ \Delta \varphi / < 2^\circ{,}4 \ .$$

Per il termine diurno, basterà ricordare che il valore massimo

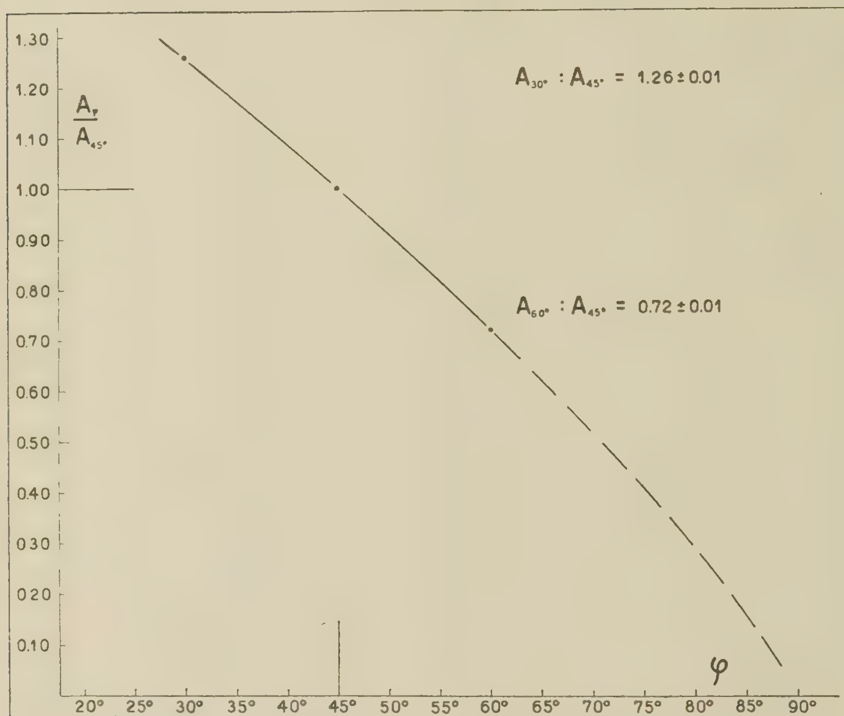


Fig. 11 - Valori del fattore correttivo K_φ dell'ampiezza in funzione della latitudine (ottobre 1953)

di δ è 28°,6 per la Luna, mentre è 23°,45 per il Sole; sommando gli effetti si ottiene allora:

$$/ \Delta \varphi / < 13^\circ{,}1 \ .$$

Dunque possiamo concludere anzitutto che:

1) *i grafici della variazione diurna della gravità, calcolati per* $\varphi_0 = 45^\circ$, *si possono assumere in pratica validi senza alcuna correzione da 43° a 47°;*

2) *la variazione con la latitudine del termine diurno è molto meno rapida di quella del termine semidiurno.*

Invece, fra 32° e 57° di latitudine, la differenza fra la curva della variazione diurna alla latitudine φ e quella a 45° sarà in quest'ordine di approssimazione funzione lineare di $\Delta \varphi$ (rappresentabile quindi con una retta) e non dipenderà dal termine diurno.

Entro questi limiti potremo quindi ammettere valida la proposta contenuta nella nota 1[a]: cioè, dalla curva calcolata per $\varphi_0 = 45°$ si potrà ricavare la curva per $32° < \varphi < 57°$ moltiplicando le ampiezze per i fattori indicati (fig. 11).

Per latitudini esterne a questo intervallo, poiché le componenti diurne e quelle semidiurne vengono amplificate o ridotte diversamente (v. la [5]), un unico coefficiente di latitudine non è più sufficiente. Riteniamo che la cosa più semplice sia allora riportare sul diagramma della variazione diurna, oltre alla curva valida per $\varphi_0 = 45°$, anche le due curve esterne dell'inviluppo, per esempio quelle per $\varphi = 30°$ e $\varphi = 60°$: ogni operatore può così con facilità disegnarsi per interpolazione la curva valida per la latitudine desiderata, ed ogni errore di deformazione per le cause soprannominate sarà così eliminato.

Con questi criteri abbiamo costruito le curve per il 2° semestre 1953 qui allegate (figg. 12-17).

7. *Variazioni in funzione della longitudine.* — Dalla [5] si vede che la variazione di ∂g rispetto alla longitudine, cioè rispetto a τ, si ha attraverso le componenti diurne e semidiurne, e non attraverso il 1° termine. E quindi, poiché è:

$$\frac{\partial g}{\partial \tau} = -\frac{K}{2} \operatorname{sen} 2\varphi \operatorname{sen} \delta \operatorname{sen} \tau - \qquad\qquad$$
$$- K \cos^2 \varphi \cos^2 \delta \operatorname{sen} 2\tau - \qquad [8]$$

$$\frac{\partial^2 g}{\partial \tau^2} = -\frac{K}{2} \operatorname{sen} 2\varphi \operatorname{sen} 2\delta \cos \tau -$$
$$- 2K \cos^2 \varphi \cos^2 \delta \cos 2\tau$$

ponendo $\Delta \tau = \tau - \tau_0$ e sostituendo nella

$$\partial g_\tau = \partial g_{\tau_0} + \Delta \tau \left(\frac{\partial g}{\partial \tau}\right)_0 + \frac{(\Delta \tau)^2}{2} \left(\frac{\partial^2 g}{\partial \tau^2}\right)_0 + \cdots$$

si ricava:

$$\partial g_\tau - \partial g_{\tau_0} = -\frac{K}{2}\,\text{sen}\,2\,\varphi\,\text{sen}\,2\,\delta\,\text{sen}\,\tau\cdot\Delta\,\tau -$$

$$- K\cos^2\varphi\cos^2\delta\,\text{sen}\,2\,\tau\cdot\Delta\,\tau -$$

$$-\frac{K}{2}\,\text{sen}\,2\,\varphi\,\text{sen}\,2\,\delta\cos\tau\cdot\frac{(\Delta\,\tau)^2}{2} -$$

$$- 2\,K\cos^2\varphi\cos^2\delta\cos 2\,\tau\,\frac{(\Delta\,\tau)^2}{2} + \ldots.$$

Per $\varphi_0 = 45^\circ$, la precedente si riduce alla:

$$\left(\partial g_\tau - \partial g_{\tau_0}\right)_{45^\circ} = -\frac{K}{2}\,\text{sen}\,2\,\delta\,\text{sen}\,\tau\cdot\Delta\,\tau -$$

$$-\frac{K}{2}\cos^2\delta\,\text{sen}\,2\,\tau\cdot\Delta\,\tau - \qquad [9]$$

$$-\frac{K}{2}\,\text{sen}\,2\,\delta\cos\tau\,\frac{(\Delta\,\tau)^2}{2} -$$

$$- K\cos^2\delta\cos 2\,\tau\,\frac{(\Delta\,\tau)^2}{2} + \ldots.$$

Tale differenza è quindi, come doveva essere, funzione di τ; e già per $\Delta\,\tau = +\,14^\circ{,}3$ diventa, per i valori massimi di δ, $-0{,}06$ mgal.

Quindi, anziché applicare una correzione di ampiezza funzione dell'angolo orario per gli spostamenti di longitudine, converrà nell'applicazione pratica lasciare questo invariato: cioè, diminuire o aumentare di 1^h le ore lette in ascisse del diagramma di T.M.E.C., a seconda che ci si sposti verso il fuso orario adiacente ad occidente o ad oriente.

Fino a quale limite potrà essere ciò ammissibile? Evidentemente finché lo spostamento del punto considerato lungo il parallelo di un determinato arco è equivalente ad uno spostamento in tempo *identico sia per la Luna che per il Sole.* E poiché la differenza tra un giorno solare e un giorno lunare è di $12^\circ{,}2 = 48{,}8$ min., uno spostamento del punto considerato di 180° verso Est o verso Ovest comporterà una differenza di 24,4 min.: il contributo sull'ampiezza sarà allora di 0,002 mgal, cioè trascurabile.

Possiamo quindi concludere che *la curva della variazione diurna della gravità calcolata per una determinata longitudine, può essere utilizzata per una longitudine qualunque purché i tempi delle ascisse vengano corretti per la differenza di longitudine che ne consegue.*

Istituto Naz. di Geofisica — Osserv. di Trieste — Giugno 1953.

RIASSUNTO

Si dimostra teoricamente che le curve della variazione diurna della gravità, calcolata per l'Italia sett. ($\varphi_0 = 45^\circ$; $\lambda_0 = 12^\circ$ Est Gr.) sono valide per una longitudine qualunque, purché i tempi delle ascisse vengano corretti per la differenza di longitudine che ne consegue.

Gli spostamenti in latitudine invece:

a) *producono effetti inferiori a 0,01 mgal per* $|\Delta \varphi| < 2^\circ$;

b) *sono compensabili moltiplicando le ampiezze per un unico fattore di latitudine, funzione di questa, per* $|\Delta \varphi| < 13^\circ$.

Per utilizzare i grafici a $\varphi < 32^\circ$ *o* $\varphi > 57^\circ$, *si propone di completarli con curve a latitudini diverse, che consentano una facile interpolazione. Se ne fa applicazione completando le curve di variazione per il 2° semestre 1953 con quelle per* $\varphi = 30^\circ$ *e* $\varphi = 60^\circ$.

SUMMARY

It is demonstrated teoreticaly that curves for diurnal variation of gravity, calculated for Northern Italy ($\varphi_0 = 45^\circ$; $\lambda_0 = 12^\circ$ Est Gr.) are applicable also for every different longitude, if times are corrected for the subsequent difference in longitude.

Differences in latitude:

a) *cause effects minor of 0,01 mgal for* $|\Delta \varphi| < 2^\circ$;

b) *can be compensated for* $|\Delta \varphi| < 13^\circ$ *by multiplying the amplitudes for an unique amplitude-factor, function of these.*

In order to allow utilisations of the graphs for $\varphi < 32^\circ$ *or* $\varphi > 57^\circ$, *it is proposed to complete them with curves for different latitudes, so that an ease interpolation be possible. As an instance, the curves for the 2nd half-a-year 1953 are completed with those for* $\varphi = 30^\circ$ *and* $\varphi = 60^\circ$.

BIBLIOGRAFIA

(5) MORELLI C.: *Variazione diurna della gravità in Europa.* Nota 1ª: *Dati sperimentali.* Annali di Geofisica, VI, 1, Roma 1953.

(6) SCHUREMAN P.: *Manual of harmonic analysis and prediction of tides.* U. S. C. G. S. special publ. n. 98, Washington 1941.

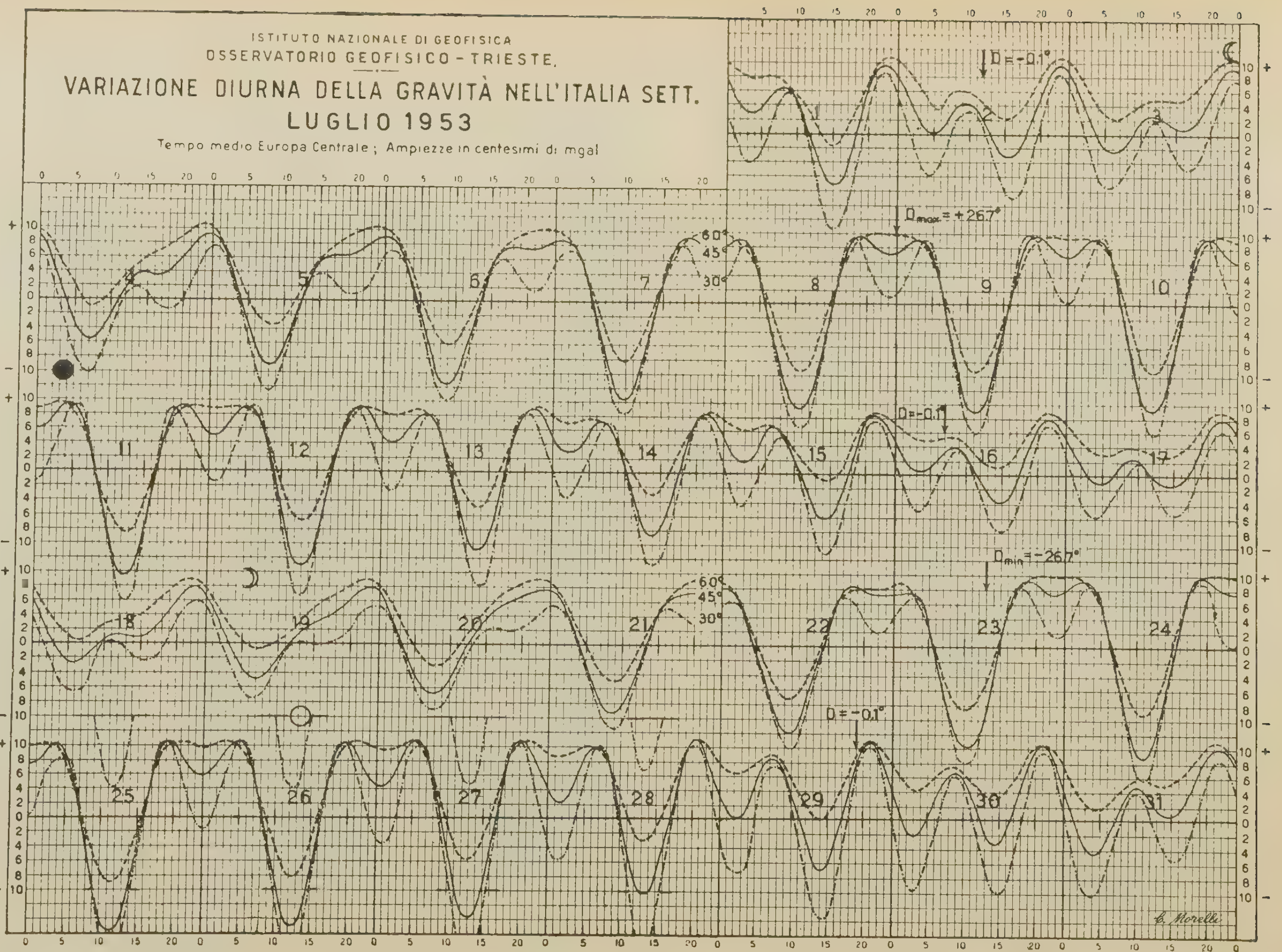

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE.
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.
LUGLIO 1953
Tempo medio Europa Centrale; Ampiezze in centesimi di mgal
D_{max} = + 26,7°
D_{min} = − 26,7°
D = −0,1°
60°
45°
30°
C. Morelli

Fig. 12

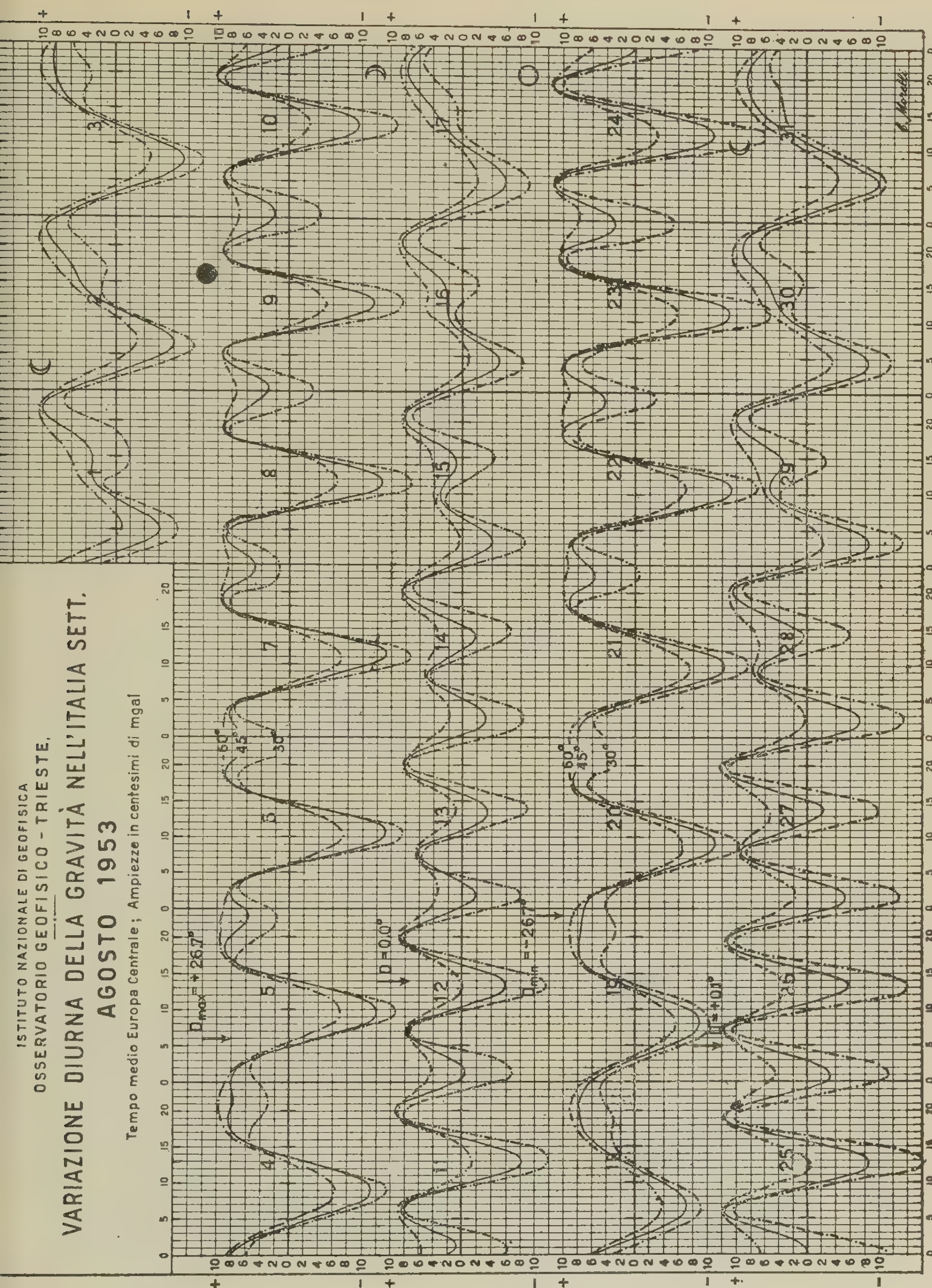

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.
AGOSTO 1953
Tempo medio Europa Centrale ; Ampiezze in centesimi di mgal

Fig. 13

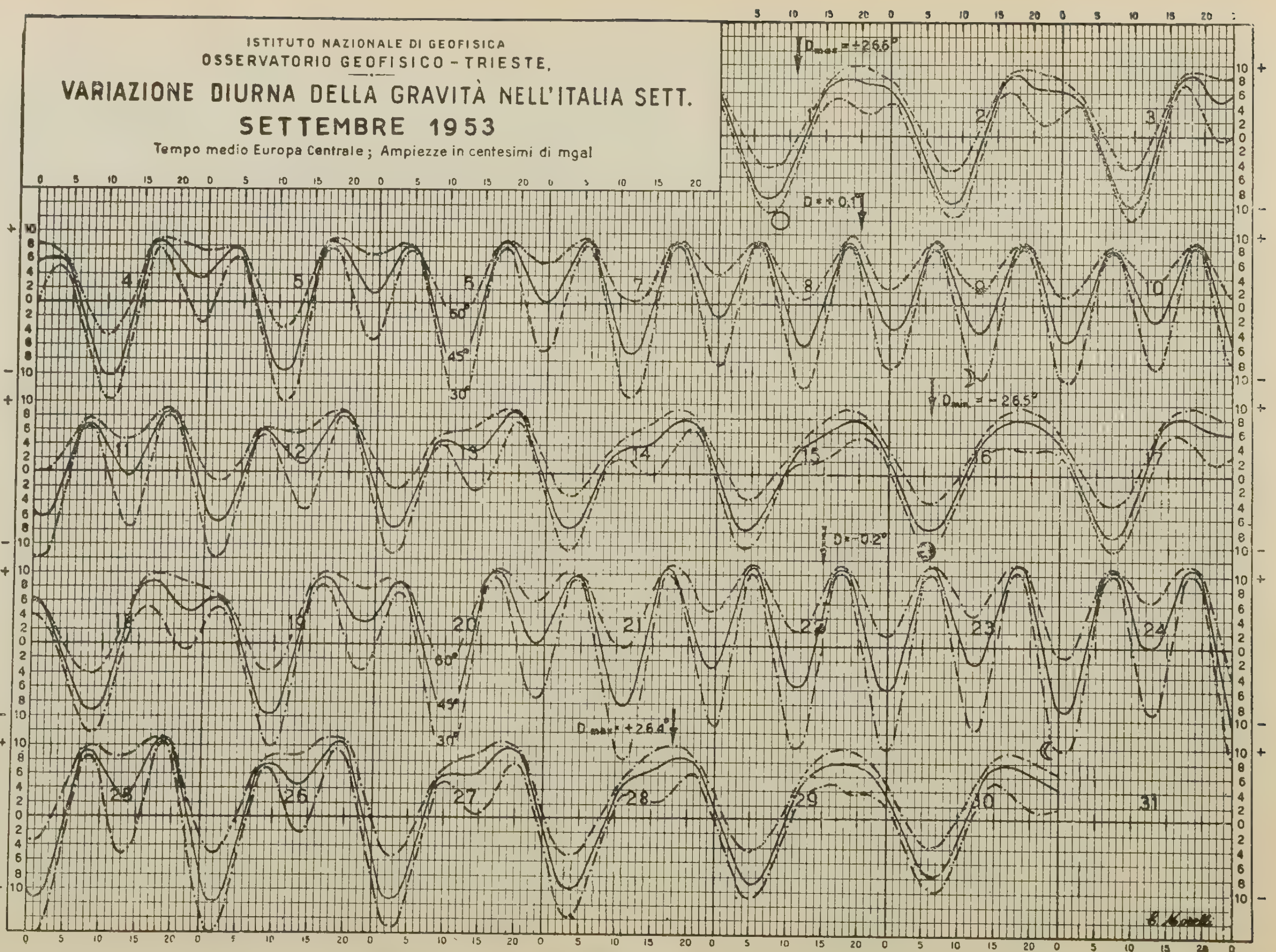

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE,
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.
SETTEMBRE 1953
Tempo medio Europa Centrale ; Ampiezze in centesimi di mgal

Fig. 14

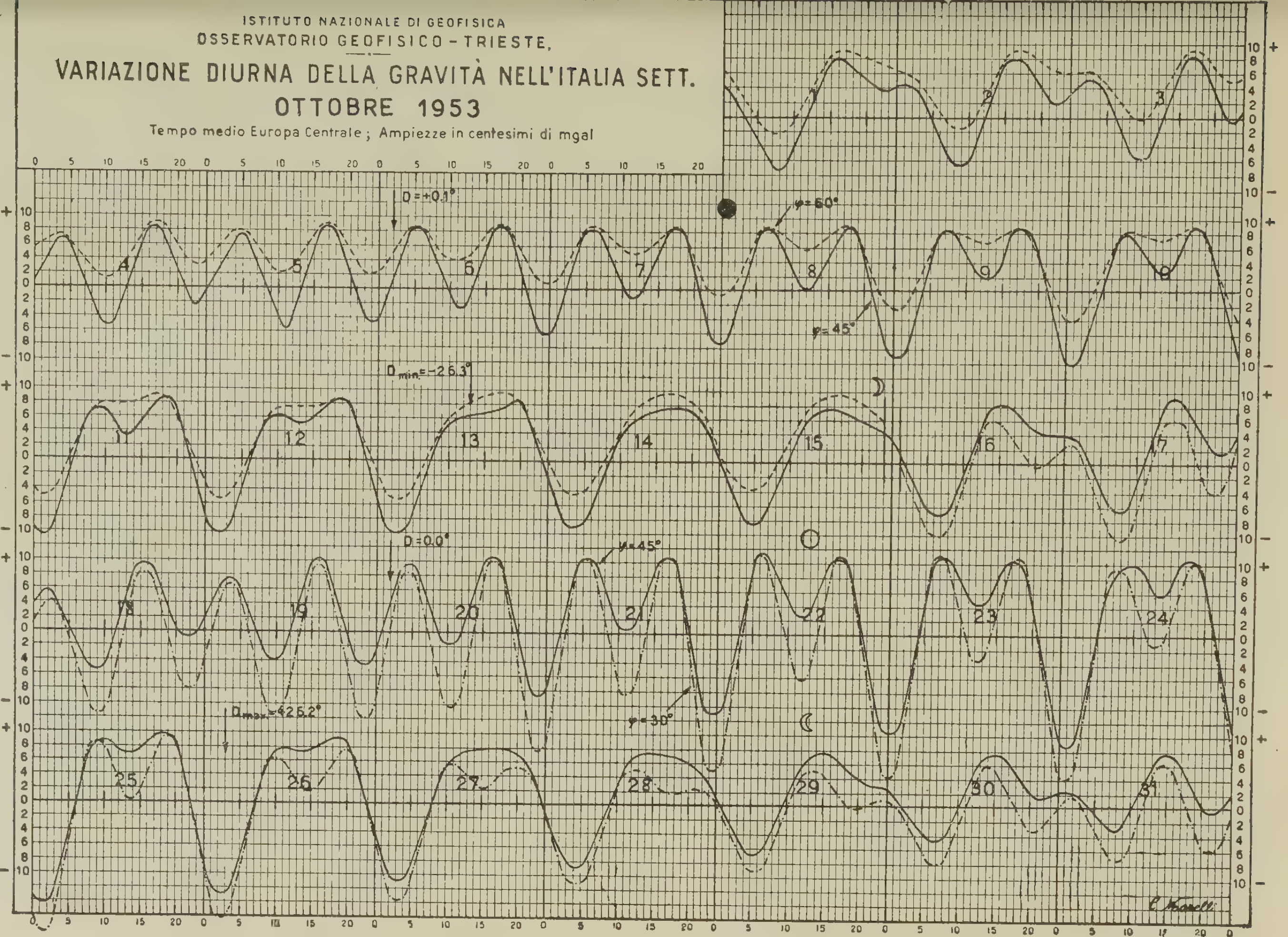

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE,
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.
OTTOBRE 1953
Tempo medio Europa Centrale ; Ampiezze in centesimi di mgal

Fig. 15

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA

OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE

VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.

NOVEMBRE 1953

Tempo medio Europa Centrale; Ampiezze in centesimi di mgal

Fig. 16

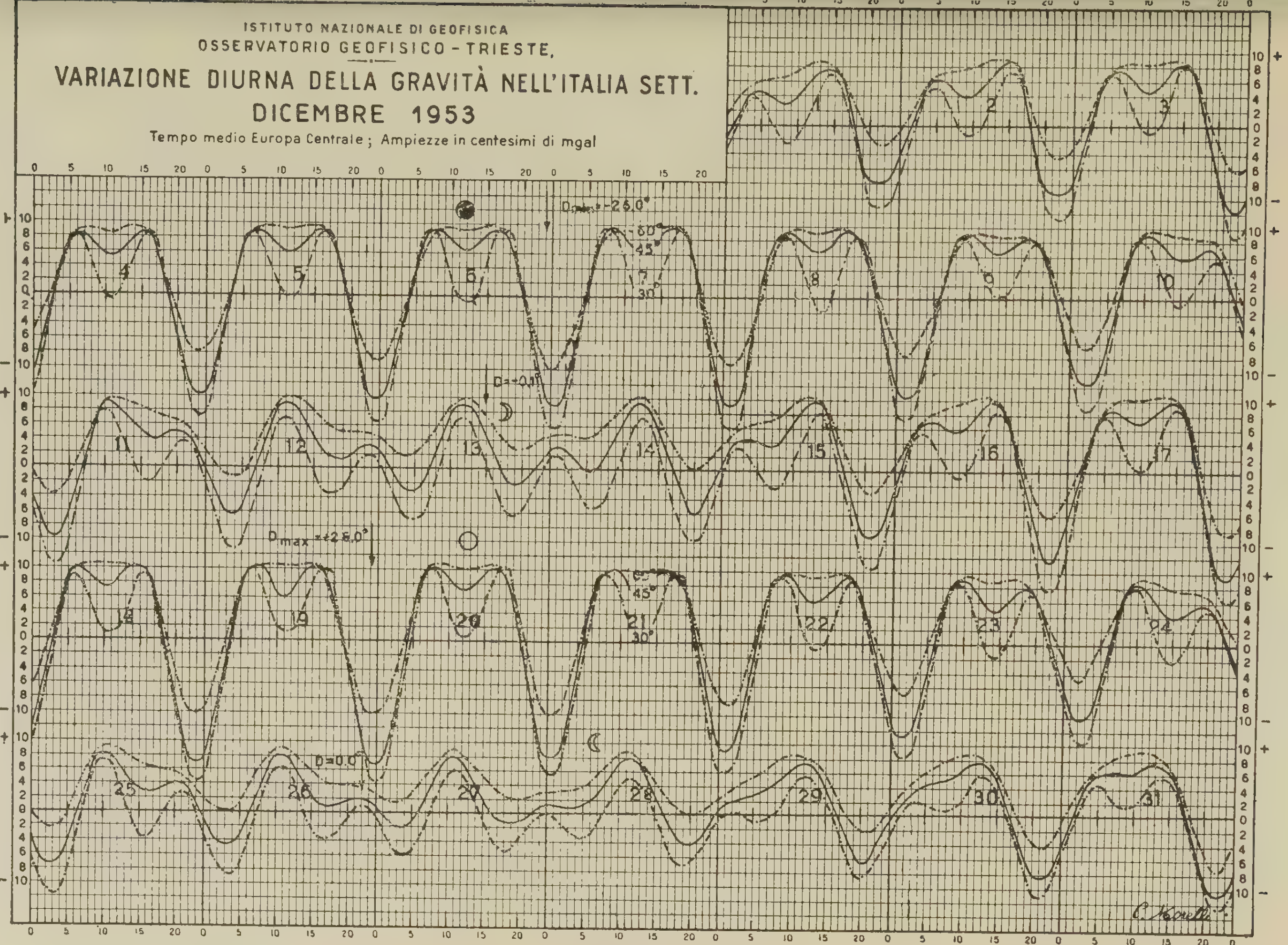

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO - TRIESTE,
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ NELL'ITALIA SETT.
DICEMBRE 1953
Tempo medio Europa Centrale ; Ampiezze in centesimi di mgal

Fig. 17

Direttore: Prof. ENRICO MEDI

Prof. PIETRO CALOI - *Responsabile*

Istituto Grafico Tiberino - Via Gaeta, 14 - Roma (Officine Grafiche, Tivoli)

SULLE POSSIBILITÀ OFFERTE DAL TERRITORIO DELLA REPUBBLICA DI EL SALVADOR NELL'AMERICA CENTRALE NEL CAMPO DELLE « FORZE ENDOGENE » (*)

Nota preliminare

FRANCESCO PENTA

Ispirandosi principalmente alle realizzazioni della regione dei soffioni boraciferi in Toscana, il Governo Salvadoreño aveva già deciso di intraprendere i lavori per trarre energia dal vapore acqueo rivelato, direttamente o indirettamente, dalle numerose manifestazioni fumaroliche e solfatariche diffuse nella regione. Anche con l'intenzione di esaminare, in pari tempo, le eventuali altre possibilità industriali connesse a queste manifestazioni, il Governo invitò lo scrivente ad esprimere un parere preventivo sull'interesse pratico delle manifestazioni stesse ed a suggerire i criteri da seguire nelle ricerche, una volta che queste fossero risultate consigliabili.

Per rispondere ai quesiti si rese necessario osservare « de visu » le manifestazioni e visitare la regione della Repubblica. La visita fu effettuata nel gennaio (12-21) del corrente anno dallo scrivente accompagnato dal dott. ing. Adolfo Perozzi, assistente presso l'Istituto, e dal dott. Helmut Meyer-Abich, geologo del Ministero dei Lavori Pubblici di El Salvador.

Il territorio di El Salvador è quasi esclusivamente d'origine vulcanica prevalentemente esplosiva; soltanto in una limitata area, nella zona di Metapan, compaiono i sedimenti mesozoici e forse anche il Paleozoico metamorfosato; piccoli affioramenti di rocce granitoidi (nella zona ad E della Palma) costituiscono altra eccezione. Fra i terreni vulcanici, databili dal Postcretacico (a Nord) all'Attuale, si intercalano anche depositi limnovulcanici connessi alle varie fasi di sprofondamenti locali (vulcanici) o aventi carattere regionale (tettonici). Da quanto hanno potuto stabilire gli studiosi e specialmente più di recente Helmut Meyer-Abich, il vulcanismo s'è spostato nel tempo,

(*) Comunicazione presentata al Convegno dell'Associazione Geofisica Italiana, tenuto a Roma il 17-18 giugno 1953.

grosso modo, da Nord verso Sud ed ha conservato carattere « Pacifico » con i prodotti varianti dal basaltico al riodacitico (Meyer-Abich).

Allineamento di bocche eruttive, morfologia e rigetti direttamente osservabili rivelano più giaciture di fratture: una di queste fratture o fascio di fratture è di origine tettonica regionale ed è quella lungo la quale si allineano i vulcani « attivi » attuali od a ricordo storico: la fascia cioè comprendente Izalco, S. Salvador, S. Vicente, S. Miguel.

Altre fratture intersecano il territorio; ad esse si aggiungono le numerose discontinuità più o meno arcuate e tortuose accusanti sprofondamenti locali vulcanici (caldere).

Dalle osservazioni effettuate dai geologi che hanno studiato la zona e stando a quanto ha potuto constatare direttamente il dott. Meyer-Abich (nei suoi due anni d'intenso lavoro scientifico e applicativo sul posto), non sembra che nelle vulcaniti affioranti delle varie età siano presenti proietti o blocchi rigettati asportati dai sedimenti.

Dei sedimenti formanti la piattaforma sulla quale giacciono i rilievi vulcanici sepolti od emergenti, non si ha notizia; non è perciò possibile precisare la profondità di tale basamento sedimentario. Stando alla morfologia della superficie, all'intensità dei rigetti più giovani ed alla mancanza di proietti sedimentari rigettati (nelle vulcaniti più giovani) è da stimare poco probabile che lo spessore delle vulcaniti stesse nel sottosuolo della regione e specialmente nella parte meridionale sia inferiore a due-tremila metri. Non può escludersi che oggi il tetto del bacino magmatico o delle sue apofisi attive sia costituito da prodotti vulcanici delle eruzioni più antiche.

Comunque, benché il carattere esplosivo delle eruzioni pare abbia predominato e predomini tuttora, non mancano affioramenti di colate e cupole laviche molto potenti ed estese per chilometri.

È molto probabile che rocce lapidee del genere si trovino con forti potenze anche in profondità.

L'Izalco in fase di attività ritmica, l'eruzione del S. Salvador del 1917 ed il tipo di attività del S. Miguel all'estremo orientale dell'allineamento su ricordato, testimoniano che persiste ancora una enorme capacità esplosiva nel sottostante magma.

Le manifestazioni fumaroliche, solfatariche ed idrotermali distribuite nella fascia confermano tale stato, anche se molte di esse sono da ritenersi secondarie, legate, cioè, in parte ad acqua sotterranea di origine meteorica.

Dalle osservazioni [1] risultò che le possibilità offerte dalla regione salvadoreña sono riducibili ai due tipi: possibilità di captare vapore ed utilizzabilità dell'H_2O calda (liquida o allo stato di vapore) circolante nel sottosuolo non molto profondo delle aree attualmente sedi di manifestazioni fumaroliche e solfatariche (localmente dette *ausoles*) e possibilità di rinvenire, mediante ricerche profonde, vapore acqueo in aree non rivelanti manifestazioni fumaroliche.

Nel sottosuolo della striscia lungo la quale si allineano i vulcani storicamente attivi, è da ritenersi, infatti, altamente probabile il rinvenimento di vapore acqueo a temperatura superiore ai 200°. Quivi, allo stato delle conoscenze, si prevede che si dovranno raggiungere profondità non inferiori ai 2.500÷3.000 metri ed eseguire per lo meno due coppie di sondaggi prima di dichiarare esaurita la ricerca esplorativa.

Fu egualmente consigliata una campagna di ricerche con sondaggi nelle aree delle fumarole e delle manifestazioni solfatariche. La loro condotta si discosta da quella relativa alle trivellazioni profonde: la differenza sta nella minor profondità da esplorare e nella necessità di impostare i successivi fori di una stessa serie partendo dalle vicinanze delle manifestazioni e spostandosi verso la zona nella quale si desumerà che avvenga l'afflusso sotterraneo di fluidi caldi. Si avvertì che non sempre ciò risulta agevole.

Si fornirono anche i suggerimenti necessari per la condotta dei sondaggi e delle relative osservazioni sistematiche e per la sicurezza delle persone.

Circa le altre possibilità minerarie legate alle manifestazioni attuali, risultò non improbabile la coltivabilità dello zolfo « solfatarico », già in altri paesi utilizzato. Si precisò che con i sondaggi previsti per la ricerca di H_2O calda si potrà procedere anche all'accertamento delle « potenzialità » dei depositi solfiferi: analisi e determinazioni sistematiche chimiche e petrografiche dei campioni da estrarre dal sottosuolo solfatarico permetteranno non solo una valutazione del tenore di zolfo, ma anche il riconoscimento di altre sostanze eventualmente utili (min. di As, allumi, silice libera ecc.) ed utilizzate in altre località simili. Gas utili e specialmente gas rari, se presenti in

---

(1) I risultati delle osservazioni sui posti sono contenuti in questo stesso fascicolo degli *Annali di Geofisica* in una nota corredata di cartine e fotografie redatta da Adolfo Perozzi.

quantità discrete, potranno essere anche essi oggetto di utilizzazione. Le determinazioni e le misure quantitative da effettuarsi durante i lavori daranno modo di valutare anche queste altre possibili risorse. Così, per es., l'H_2S, una volta riconosciuto in quantità sufficiente, potrà costituire, per suo conto, materia prima per la produzione di H_2SO_4. Analogamente per la CO_2 da destinare alle diverse sue utilizzazioni.

Si concluse col riportare le manifestazioni fumaroliche e solfatariche della regione salvadoreña per buona parte al tipo di quelle attualmente in fase di studi e di « ricerca » nelle aree vulcaniche in Italia (Napoletano, Viterbese, Isola Vulcano), in Giappone, Nuova Zelanda, ecc. Alcune sono evidentemente legate ad acque sotterranee. Di regola, rispetto alle simili manifestazioni dei distretti vulcanici italiani, esse si presentano in migliori condizioni, perché coprono aree di gran lunga maggiori e sono legate ad uno dei vulcanismi più attivi conosciuti. Altro fattore favorevole di inestimabile valore è la quasi certezza che fra le acque sotterranee non siano da annoverare quelle di origine marina; in El Salvador non sembra, cioè, si debba temere l'influenza del mare sui fluidi profondi alimentanti, direttamente o indirettamente, le manifestazioni visibili in superficie. Intorno ed entro alle aree di queste manifestazioni conviene intensificare le ricerche sia nella speranza di captare vapore con pressione, temperatura e portata sufficienti, sia nell'intento di utilizzare, in via subordinata, le acque più calde come sorgenti di calore. Con i sondaggi da eseguire in conseguenza si potranno studiare anche le altre possibilità (S, As, gas vari e gas rari, radioattività ecc.). Le ricerche stesse potranno accertare se (come sembra verosimile, per es., nelle fumarole di alta quota: 1280 m sul l.m.m. di Ahuachapan con 125° C e al Tronador a q. 800 m sul l.m.m. con 107° C) il vapore esalante dal suolo sia già direttamente utilizzabile, sempre, s'intende, col ricorso a sondaggi alquanto approfonditi.

L'allineamento di vulcani attivi (Izalco, S. Salvador, S. Miguel per restare in El Salvador) e la lontananza (decine di chilometri) dal mare rendono probabile il rinvenimento nel sottosuolo più profondo di importanti fonti di energia termica in corrispondenza specialmente della striscia nella quale si allineano i suddetti vulcani attivi. Quivi fu, perciò, consigliata l'esecuzione di sondaggi da spingere fino a raggiun-

gere, in profondità, formazioni lapidee, permeabili in grande ed idonee al contenimento ed alla circolazione di vapore acqueo industrialmente utilizzabile.

Roma (S. Pietro in Vincoli) — Istituto di Geologia Applicata e di Giacimenti Minerari della Facoltà d'Ingegneria — Giugno 1953.

RIASSUNTO

Dall'esame dei luoghi ed in considerazione delle caratteristiche geologiche della regione si riportano le manifestazioni fumaroliche e solfatariche della regione salvadoreña per buona parte al tipo di quelle attualmente in fase di « ricerca » nelle aree vulcaniche in Italia (Napoletano, Viterbese, Isola Vulcano), in Giappone, Nuova Zelanda, ecc. Alcune sono legate anche ad acque sotterranee. Di regola, esse si presentano in ottime condizioni, perché coprono aree molto vaste e sono legate ad uno dei vulcanismi più attivi conosciuti. Fattore favorevole è la quasi certezza che fra le acque sotterranee non siano da annoverare quelle di origine marina. Intorno ed entro alle aree delle manifestazioni conviene intensificare le ricerche sia nella speranza di captare vapore utile, sia nell'intento di « sfruttare », in via subordinata, le acque più calde come sorgente termica. Con i sondaggi da eseguire in conseguenza si potranno studiare anche le altre possibilità (S, As, gas vari e gas rari, radioattività ecc.).

Prescindendo da tali manifestazioni superficiali, esalative ed idrotermali, l'allineamento di vulcani attivi (Izalco, S. Salvador, S. Miguel ecc.) e la lontananza dal mare rendono probabile il rinvenimento anche nel sottosuolo più profondo di importanti fonti di energia termica in corrispondenza specialmente della « linea » di dislocazione lungo la quale si succedono i vulcani attivi stessi.

SUMMARY

From the emination of some of its areas, considering the geologic characteristics of the region, we report on the exhalation of smoke and sulphur gases of the Salvadorena region, for the most part typical of those actually being investigated in the volcanic areas of Italy (Napolitan, Viterbian, and the Isola Vulcano) and of Japan, New

Zealand, etc. Some of these are also connected to subterranean waters. As a rule these are in optimum condition because they cover very vast areas and belong to one of the most active vulcanisms known. A favorable factor is that almost certainly one can exclude the admixing of water of marine origin with the subterranean waters in this region. Around and within the areas showing these manifestations it would be valuable to intensify the research, either in the hope of capturing useful vapors or, as a secondary purpose to take advantage of the hottest waters as a source of heat. With the soundings that should be carried out, one could study also other possibilities (S, As, various gases including rare gases, radioactivity, etc.).

Prescinding from such manifestations, the release of gases and hot water through the soil, the alignment of the active volcanos (Izalco, S. Salvador, S. Miguel, etc.), and the distance from the sea, it is quite probable that also in the deeper lying soils there are important sources of thermal energy corresponding especially to the dislocation « line » along wich these same active volcanos lie.

BIBLIOGRAFIA

Bock P., *Izalco* (Salvador). Zt. f. Vulk., *10*, 2, 1926.

Coleman S. N., *Volcanoes New and Old.* Museum Press Limited, London, 1949.

Eardley A. J., *Structural Geology of North America.* Harper e broth. Publ.; New York, 1951.

Mercalli G., *I vulcani attivi della terra.* Hoepli, Milano, 1907.

Meyer-Abich H., *Consideraciones Geológicas acerca de la Planta Eléctrica Proyectada en el Lugar Chorrera del Guayabó en el Rio Lempa.* Comunic. d. Instituto Tropical des Investigaciones Cientificas, n. 1; San Salvador, 1952.

Meyer-Abich H., *El problema de Metapan.* Ib. n. 1, 1952.

Meyer-Abich H., *Terremoto de Jucuapa en El Salvador (America Central) 6-7 de Mayo de 1951.* Id. n. 2, 1952.

Meyer-Abich H., *El Instituto Tropical de Investigaciones Cientificas de la Universitad de El Salvador.* Ib., n. 3, 1952.

Meyer-Abich H., *El Puerto de Acajutla, El Salvador.* Ib., n. 3, 1952.

Meyer-Abich H., *Das Erdbeben von Jucuapa in El Salvador (Zentralamerika) 6 und 7. Mai 1951.* Neues Jb. Geol. u. Paläontol. *95*, 1952.

Sapper K., *Die Mittelamerikanischen Vulkane.* Ergänzungsh., 178 zu Petermanns Mitt.; Gotha, 1913.

Sapper K., *Mittelamerikas.* In « Geologische Jahresberichte » II Vol.; Berlin, 1940.

Shaffer F. X., *Geologische Länderkunde.* Franz Deuticke, Wien, 1941.

Stirton R. A. e Gealey W. K., *Reconnaissance geology and vertebrate paleontology of El Salvador, Central America.* Bull. Geol. Soc. Am.; *60*, pag. 1731-1754; 1949 (cit. da Eardley).

ANALISI RADIOATTIVA DELLE ROCCE COL METODO FOTOGRAFICO (*)

G. Imbò - L. Casertano

1. — In due note precedenti (1) è stato indicato il metodo per calcolare, dalle distribuzioni statistiche delle particelle α, raccolte su lastre fotografiche, in funzione della proiezione sulla lastra del percorso della particella nell'emulsione, non solo il rapporto in peso delle concentrazioni di Uranio (C_U) rispetto a quelle del Torio (C_{Th}), ma anche il contenuto in Uranio e Torio della roccia in esame: presupponendo però raggiunte le condizioni di equilibrio radioattivo in ognuna delle famiglie.

Ora nell'applicare il metodo a lave vesuviane si è voluto prescindere da qualsiasi ammissione, e si è arrivato a riconoscere — almeno in linea teorica — la possibilità di verificare addirittura le condizioni in cui si trovano vari elementi delle famiglie radioattive rispetto a quelle che dovrebbero essere le condizioni di equilibrio.

La formula [5] della seconda delle note citate

$$n = \frac{N}{4} \mu_1 R \left(1 - \frac{r}{\mu_2 R}\right)^2 \qquad [1]$$

consente di ricavare, per spessori della sostanza equivalenti a percorsi nell'aria maggiori di quello (R) dell'elemento che si considera, il numero (N) di particelle α emesse per cm^3 di sostanza in base al numero (n) di proiezioni, contate per cm^2, maggiori di r, essendo μ_1 il coefficiente di frenamento della sostanza radioattiva, e μ_2 quello dell'emulsione.

La [1], come è stata estesa alle famiglie radioattive in equilibrio, può genericamente estendersi a elementi qualsiasi radioattivi, della stessa famiglia o meno, e, nel primo caso, non necessariamente in equilibrio. Nel caso generale evidentemente anche per N devono assumersi valori che possono anche non essere uguali per i singoli elementi. La formula, quindi, diventa:

$$n = \frac{\mu_1}{4} \Sigma_i N_i R_i \left(1 - \frac{r}{\mu_2 R_i}\right)^2 \qquad [2]$$

(*) Comunicazione presentata al Convegno dell'Associazione Geofisica Italiana, tenuto a Roma il 17-18 giugno 1953.

con la sommatoria estesa a tutti gli elementi il cui percorso nell'aria (R_i) è maggiore dell'equivalente in aria (r/μ_2) della proiezione (r).

2. — Con le tracce contate su una lastra è possibile ricavare dalla [2] tante equazioni quante sono le proiezioni r considerate: le incognite risultano le N_i. Risulta chiaro che è conveniente cercare di ridurre il numero delle incognite, considerando proiezioni che sono minori di determinati valori dei percorsi delle particelle α. D'altra parte la differenza fra le proiezioni deve essere tale da consentire facilmente il conteggio delle tracce, con la minore possibilità di confusione: il che porta alla diminuzione del numero delle equazioni.

Si ritiene conveniente il conteggio dei numeri $n_1, n_2, \ldots, n_{10}$ di tracce aventi proiezioni maggiori rispettivamente di $0{,}60\,\mu_2\, R_{ThC'}$ $0{,}64\,\mu_2\, R_{ThC'}\, \ldots\ldots,\ 0{,}96\,\mu_2\, R_{ThC'}$ essendo $R_{ThC'} = 8{,}57$ cm il percorso nell'aria delle particelle α emesse dal ThC'.

Quindi il sistema da risolvere risulta il seguente:

$$\begin{array}{lllllll}
A_1 N_{ThC'} & + B_1 N_{RaC'} & + C_1 N_{AcA} & + D_1 N_{An} & + E_1 N_{ThA} & + F_1 N_{AcC} & = n_1 \\
A_2 & + B_2 & + C_2 & + D_2 & + F_2 & & = n_2 \\
A_3 & + B_3 & + C_3 & & & & = n_3 \\
A_4 & + B_4 & + C_4 & & & & = n_4 \\
A_5 & + B_5 & & & & & = n_5 \\
A_6 & + B_6 & & & & & = n_6 \\
A_7 & & & & & & = n_7 \\
A_8 & & & & & & = n_8 \\
A_9 & & & & & & = n_9 \\
A_{10} & & & & & & = n_{10}
\end{array}$$

con i coefficienti A, B, C, D, E, F che si ricavano dalla [2] in base ai valori di R e di μ; ed essendo $N_{ThC'}$; $N_{RaC'}$; N_{AcA}; N_{An}; N_{ThA}; N_{AcC} rispettivamente il numero di particelle α emesse per cm^3 di sostanza in tutto il periodo di esposizione, dal Torio C', dal Radio C'; dall'Attinio A, dall'Attinon, dal Torio A e dall'Attinio C.

Il sistema surriportato però è indeterminato, pur sembrando di 10 equazioni e 6 incognite. Limitandolo alle ultime 8 equazioni esso risulta risolvibile nelle tre incognite $N_{ThC'}$, $N_{RaC'}$ e N_{AcA}. Con i valori di queste, e con opportune considerazioni sulle condizioni di equilibrio delle famiglie radioattive, si potrebbe, con le altre due equazioni, e tenendo conto dei legami intercorrenti fra gli elementi delle famiglie dell'Uranio e dello Attinio, da una parte dedurre i valori di N_{An}, N_{ThA} e N_{AcC}, e, dall'altra, verificare l'esattezza o meno dell'ammissioni fatte.

3. — Si può ancora considerare che il numero di particelle α emesse da ogni elemento della famiglia dell'Attinio è, generalmente, trascurabile rispetto a quello delle particelle α emesse da ogni elemento, contenuto nella stessa roccia, della famiglia dell'Uranio; quindi in pratica può trovarsi $N_{AcA} = N_{An} = N_{AcC} = 0$. In questo caso è possibile risolvere un sistema di 10 equazioni nelle tre incognite $N_{ThC'}$, $N_{RaC'}$ e N_{ThA} : mentre però per la famiglia del Torio, l'esistenza o meno dell'equilibrio può direttamente dedursi dai valori di $N_{ThC'}$ e N_{ThA} (si intende per gli elementi compresi fra il Torio A e il Torio C'), nulla potrà dirsi per la famiglia dell'Uranio.

Dal fatto poi che $N_{ThC'}$ compare in tutte le equazioni, mentre $N_{RaC'}$ vi compare in sei, e N_{ThA} in due soltanto vi è da aspettarsi, per le tre grandezze, pesi sensibilmente diversi, ed errori medi più forti per N_{ThA} e $N_{RaC'}$ (in particolar modo per la prima) che non per $N_{ThC'}$.

Con i valori di n ottenuti per lave delle eruzioni vesuviane del 1631, 1855, 1872 e 1944 sono stati ricavati per N_{AcA} valori non solo compresi nei limiti degli errori, ma anche — com'era da aspettarsi — trascurabili rispetto a quelli di $N_{ThC'}$ e $N_{RaC'}$: il che ha autorizzato a risolvere il sistema nelle tre incognite $N_{ThC'}$, $N_{RaC'}$ e N_{ThA} : per quest'ultima grandezza però sono stati dedotti errori medi molto forti, da raggiungere perfino — come nel caso dei campioni delle lave del 1855 e del 1872 — il valore ricavato per l'incognita.

Perciò si sono ritenuti accettabili soltanto i valori calcolati per $N_{ThC'}$ e $N_{RaC'}$ che si riportano nella Tabella I.

TABELLA I

Data	Esposizione (in sec)	$N_{ThC'}$	$N_{RaC'}$
1631	$5{,}03 . 10^6$	$(17{,}20 \pm 0{,}31) . 10^5$	$(5{,}74 \pm 1{,}43) . 10^5$
1855	7,52	$(25{,}74 \pm 2{,}42)$	$(36{,}59 \pm 11{,}35)$
1872	5,98	$(17{,}97 \pm 0{,}76)$	$(31{,}66 \pm 3{,}49)$
1944	5,03	$(43{,}84 \pm 1{,}00)$	$(30{,}15 \pm 4{,}78)$

Per poter risalire dal valore di $N_{RaC'}$ alla quantità di Radio e quindi di Uranio presente, e da $N_{ThC'}$ alla quantità di Torio, debbono essere fatte alcune ammissioni (2). Nei casi in esame, oltre a supporre che le famiglie radioattive erano in equilibrio nei campioni di lava — prelevati nell'interno di colate delle date indicate — fino all'atto della polverizzazione dei campioni, si può ritenere che alla

TABELLA II

Data	$n \times 10^4$	$Ra \times 10^{12}$ gr	$U \times 10^5$ gr		$T \times 10^5$ gr		U/T	
			I	II	I	II	I	II
1631	2,11 ± 0,13	3,10 ± 0,77	0,81 ± 0,22	1,02 ± 0,25	11,74 ± 0,60	11,59 ± 0,21	0,070 ± 0,017	0,088 ± 0,020
1855	2,44 ± 0,12	12,33 ± 4,03	2,84 ± 1,33	3,69 ± 1,14	10,74 ± 2,06	11,20 ± 1,05	0,265 ± 0,104	0,329 ± 0,081
1872	2,34 ± 0,12	13,64 ± 1,50	2,27 ± 0,81	4,08 ± 0,45	11,01 ± 0,92	9,83 ± 0,41	0,206 ± 0,056	0,415 ± 0,029
1944	6,15 ± 0,77	16,25 ± 2,57	6,87 ± 1,25	5,35 ± 0,85	27,50 ± 2,42	29,55 ± 0,67	0,250 ± 0,039	0,181 ± 0,025

I valori di *Ra* e quelli delle colonne II sono stati ricavati con il metodo esposto in questa nota, quelli delle colonne I sono stati ricavati invece con il metodo esposto precedentemente.

chiusura delle cassettine, contenenti le lastre fotografiche a contatto con le sostanze polverizzate, non erano presenti le emanazioni, e che, infine, tutte le quantità di emanazioni, formantisi nel corso dell'esposizione sono rimaste racchiuse nelle cassettine stesse. Perciò il numero N^*_{Ra} di atomi di Radio presenti per cm³ è dato da:

$$N^*_{Ra} = \frac{N_{RaC'}}{\left(t - \frac{1}{\lambda_{Rn}}\right)\lambda_{Ra}} \qquad [4]$$

essendo t il tempo di esposizione λ_{Ra} e λ_{Rn} rispettivamente le costanti di disintegrazione del Radio e del Radon. Analoghe formule possono ricavarsi per l'Uranio e il Torio, solo che in quest'ultimo caso è da tener conto anche del rapporto di ramificazione del Torio C.

Dai valori del peso atomico degli elementi e della densità della roccia può ottenersi il tenore in Uranio e Torio delle lave in esame; nella Tabella II sono riportati insieme ai valori ricavati con il metodo qui descritto, anche quelli ottenuti, con il metodo esposto nella nota precedente, ammettendo l'equilibrio radioattivo nelle lave.

Nella Tabella sono riportati ancora i rapporti in peso C_U/C_{Th} e un indice della radioattività complessiva data dal numero (n) di particelle α raccolte per cm² di superficie e per sec aventi la proiezione sulla lastra del percorso nell'emulsione maggiore di $0{,}60\,\mu_2\,R_{ThC'}$.

4. — In conclusione nel far notare come i dati ricavati concordano, nel senso delle variazioni, con quelli trovati dal Joly ([3]) si mette in evidenza che disponendo di un numero convenientemente elevato di

tracce — in modo da avere una migliore precisione nelle soluzioni del sistema [3] — è possibile ricavare direttamente, senza cioè alcuna ammissione « a priori », il numero di atomi di Torio C′, Radio C′ e Attinio A disintegrati per cm^3 di sostanza nel corso dell'esposizione. Con questi valori poi si può calcolare il numero di atomi disintegrati di Attinon, Torio A e Attinio C e contemporaneamente verificare le condizioni dei diversi elementi delle famiglie radioattive rispetto a quelle che sono le condizioni di equilibrio.

In condizioni meno favorevoli riesce possibile dedurre direttamente il numero di atomi disintegrati di Torio C′, Torio A e Radio C′: è quindi possibile procedere a verifiche soltanto per la famiglia del Torio.

In generale, infine, riesce possibile ottenere valori attendibili del numero di atomi disintegrati di Torio C′ e Radio C′: per risalire al tenore in Uranio e Torio della sostanza si deve necessariamente ricorrere ad ammissioni sulle condizioni di equilibrio di entrambe le famiglie radioattive.

Napoli — Osservatorio Vesuviano — Giugno 1953

RIASSUNTO

In base alle formule date in note precedenti si ricava un sistema di equazioni che permette, dal numero di particelle α *raccolte su una lastra fotografica e aventi le proiezioni del percorso nell'emulsione maggiori di determinate lunghezze, di calcolare il numero di atomi di* ThC′, RaC′ *e* AnA *disintegrati per* cm^3 *di sostanza in tutto il tempo dell'esposizione. Si indica come da questi valori si può contemporaneamente dedurre il numero di atomi di* An, ThA *e* AcC *disintegrati e verificare le condizioni in cui si trovano i diversi elementi delle famiglie radioattive.*

Si mostra poi come con lo stesso sistema in condizioni meno favorevoli è possibile dedurre il numero di atomi disintegrati di ThC′, ThA *e* RaC′, *e verificare le condizioni della sola famiglia del Torio; ovvero soltanto il numero di atomi disintegrati di* ThC′ *e* RaC′.

Nel primo caso il tenore in Uranio e Torio può ricavarsi senza fare alcuna ammissione; nel secondo invece bisogna farne soltanto per quel che riguarda la famiglia dell'Uranio; e nell'ultimo, infine, è

necessario farne su entrambe le famiglie radioattive, con l'evidente conseguenza che i valori ricavati assumono significati diversi in ognuno dei tre casi.

SUMMARY

On the basis of the formulae given in a preceding note, one obtains a system of equations which permits, from the number of alpha particles registered on a photographic plate, and from the projections of the paths in the emulsion greater than a certain determined range, the calculation of the number of atoms of ThC′, RaC′, *and* AnA *disintegrating per* cm^3 *of the substance during the total exposure time. It is indicated, how, at the same time, one can deduce from these values, the number of atoms of* An, ThA, *and* AcC *disintegrating, and verify the conditions in which one finds the various elements of the radioactive families.*

One then demonstrates how, with the same system under less favorable conditions; it is possible to deduce the number of disintegrating atoms of ThC′, ThA *and* RaC′, *and verify the conditions of the single family of Thorium, or else only the number of disintegrating atoms of* ThC′ *and* RaC′.

In the first case, the content of Uranium and Thorium can be determined without any approximations, in the second, it is necessary to make approximations only for Uranium family, and in the last approssimations must be made for both radioactive families, with the evident consequence that the values so calculated have a different significance in each of the three cases.

BIBLIOGRAFIA

(1) IMBÒ e CASERTANO, *Ann. Geof.*, vol. III, 475, 1950 e vol. V, 1, 1952.

(2) Nota in corso di stampa su *Ann. Oss. Ves.*, serie VI, vol. I.

(3) JOLY, *Phil. Mag.*, 18, 577, 1909.

OSSERVAZIONI SISMICHE E CLINOGRAFICHE PRESSO GRANDI DIGHE DI SBARRAMENTO

Pietro Caloi

1. — Il progresso nella scienza è reso possibile solo da un continuo affinamento delle ricerche: soltanto mutando via via i metodi d'indagine, rendendoli sempre più sottili, profondi e penetranti, è consentito progredire nel problema della conoscenza.

Non solo si deve tendere a limitare al minimo, se non ad escludere, l'osservazione diretta (i nostri sensi sono fallaci), ma sostituire progressivamente l'osservazione mediata, saltuaria personale, con l'osservazione *continua* strumentale.

Noi dobbiamo abituarci a scendere nell'intimo della materia; non limitarsi alle sue più o meno vistose manifestazioni esterne. Queste non sono che il riflesso di fenomeni che hanno un'origine ben più riposta: e dagli effetti di superficie non sempre è agevole risalire alle cause. Così, dobbiamo spostare la nostra attenzione dalle grandi oscillazioni, dai grandi spostamenti, alle microoscillazioni, ai microspostamenti: dai grandi sbalzi di temperatura, di tensione elastica, di pressione, ecc. dobbiamo affinare il nostro spirito d'indagine per scendere alla microstruttura della materia, apparentemente in quiete e alle sue micromanifestazioni.

Qui sta il segreto di ogni fenomeno, la fonte di ogni esterna manifestazione. È nella quiete apparente che maturano i grandi sconvolgimenti: quando cominciano a manifestarsi in modo sensibile, è quasi sempre troppo tardi per dominarli: bisogna saper sorprenderli nella loro fase di preparazione, quando tutto sembra tranquillo.

2. — Di qui, come si è detto, la necessità di una continua, minutissima sorveglianza.

Prendiamo a considerare, ad esempio, i moti lenti della crosta terrestre. La Geodesia ha i mezzi per poter fare, con notevole precisione, livellazioni e triangolazioni. Il geodeta compie però le sue precisissime indagini per scopi particolari, e nei luoghi e nei tempi più disparati: talvolta passano decenni prima che una campagna di mi-

sure geodetiche si ripeta in uno stesso luogo. Ai fini di una efficace interpretazione dei moti lenti della crosta terrestre, ciò è naturalmente insufficiente. Bisogna moltiplicare queste indagini nel tempo e nello spazio; non solo, ma occorre trovare il modo di sostituire all'osservazione personale, la registrazione strumentale continua. Solo così potremo seguire *con continuità* i movimenti di una data regione; solo per questa via sarà possibile spiare ora per ora, minuto per minuto, il comportamento di una zona apparentemente tranquilla; solo in questo modo ci sarà dato di poter sorprendere il momento in cui i moti

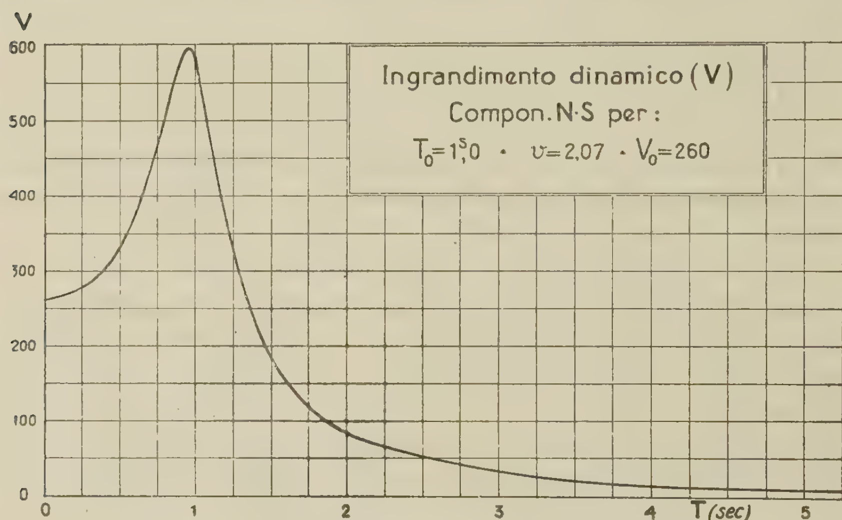


Fig. 1

da microscopici si fanno macroscopici. Captato questo momento, potremo investigare come un'attività impercettibile tenda a farsi vieppiù manifesta; ed una volta conosciuto il *come* sarà più agevole pervenire anche al *perché*.

3. — Questo orientamento nelle indagini può avere il suo interesse anche in campi più ristretti, come può essere quello del comportamento di una grande diga di sbarramento per bacini idroelettrici.

L'interesse scientifico ha qui riflessi spiccatamente umani.

Molte sono le cause che possono nuocere alla stabilità di una diga.

Non entra nel mio compito il catalogarle e il soffermarmi su di esse. Voglio qui solo accennare ad una delle forze che possono deter-

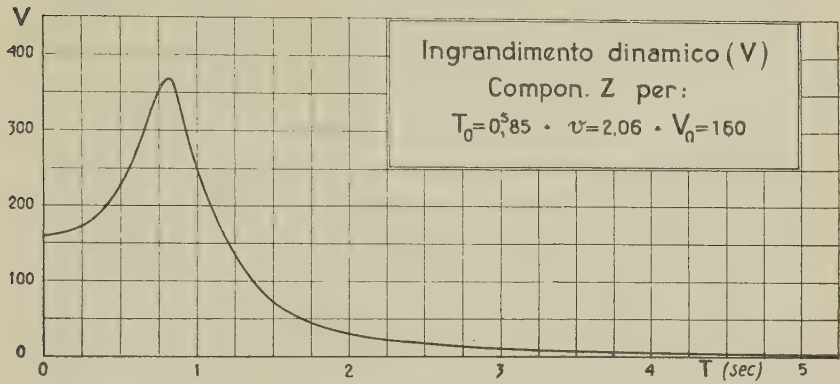

V
400
300
200
100
0
0
1
2
3
4
T (sec)
5
Ingrandimento dinamico (V)
Compon. Z per:
$T_0 = 0^s{,}85$ · $v = 2{,}06$ · $V_0 = 160$

Fig. 2

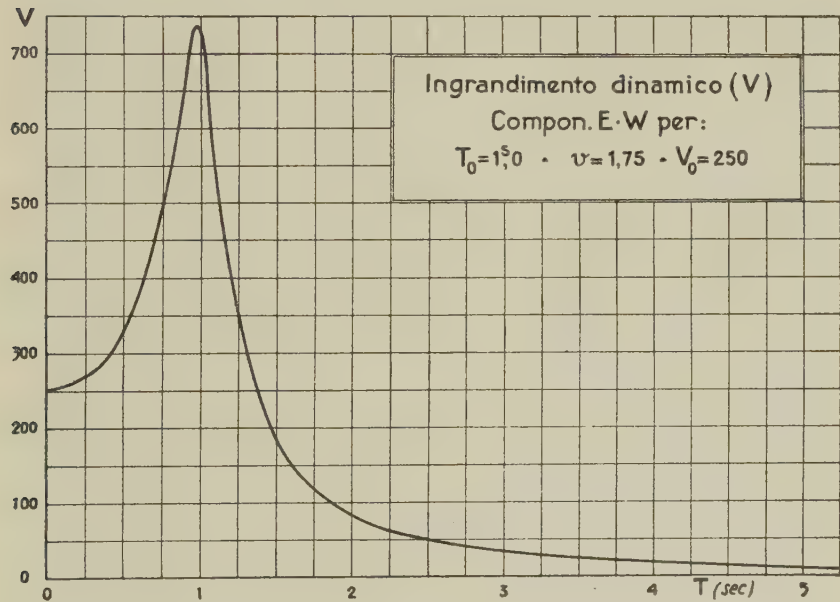

V
700
600
500
400
300
200
100
0
0
1
2
3
4
T (sec)
5
Ingrandimento dinamico (V)
Compon. E·W per:
$T_0 = 1^s{,}0$ · $v = 1{,}75$ · $V_0 = 250$

Fig. 3

minare i massimi danni ad una diga: quella sprigionata dai bruschi movimenti del suolo che la sopportano.

L'ingegnere valuta, nel suo progetto, i carichi e le spinte, ma non può presumere di controbilanciare l'intensità delle forze naturali, quando esse si manifestano associate a fenomeni di risonanza.

Ogni tecnica umana vien meno contro il terremoto, quando il terreno su cui si costruisce è di costituzione infida.

La questione non si esaurisce quindi nel solo ambito della scienza delle costruzioni. C'è tutta una serie di rapporti di dipendenza fra gli effetti del terremoto e il terreno su cui si costruisce. È necessario conoscere appieno le caratteristiche geologiche ed elastiche delle stratificazioni superficiali terrestri, le frequenze proprie predominanti di dette stratificazioni ecc., allo scopo di assegnare ad ogni singola zona il tipo di diga che più le si adatta.

È inoltre del tutto insufficiente considerare il problema soltanto dal punto di vista statico; insufficiente e, molto spesso, erroneo. Senza dubbio, la trattazione dinamica del problema si presenta ardua; ma non ci si deve illudere di aver superato l'ostacolo, quando si ricorre all'espediente di sostituire convenzionalmente le azioni dinamiche con sollecitazioni puramente statiche, che si ritengono produrre gli stessi effetti. Finché gli elementi fondamentali delle azioni dinamiche restano sconosciuti, ogni presunta legge d'equivalenza è pura estrapolazione non autorizzata.

Mi limito qui a richiamare il problema, su cui ebbi occasione di intrattenermi più a lungo in un precedente lavoro (1). Su esso ritornerò brevemente, quando tratterò dei danni che possono venire alle dighe da parte dei movimenti lenti, dei quali è pure sede la crosta terrestre.

Comunque si veda il problema, è certo che una stazione sismica, costituita di una terna di apparecchi opportunamente costruiti, posta sopra una diga o nei pressi di essa, può dare degli elementi di estrema utilità sul comportamento della diga stessa. Basterà accennare all'interesse del confronto fra le agitazioni che si otterranno a bacino pieno e a bacino vuoto, nei periodi di siccità e in quelli di piogge prolungate.

I movimenti lenti del bacino — e quindi dei conci della diga — saranno meglio studiati con dei clinometri. Questi movimenti però, data l'imperfetta elasticità della roccia, sul cui comportamento influiscono pure altre caratteristiche fisiche — quali l'attrito interno e la viscosità —, sono sempre accompagnati da movimenti bruschi, sotto forma di piccole scosse. Ecco la grande importanza di una stazione

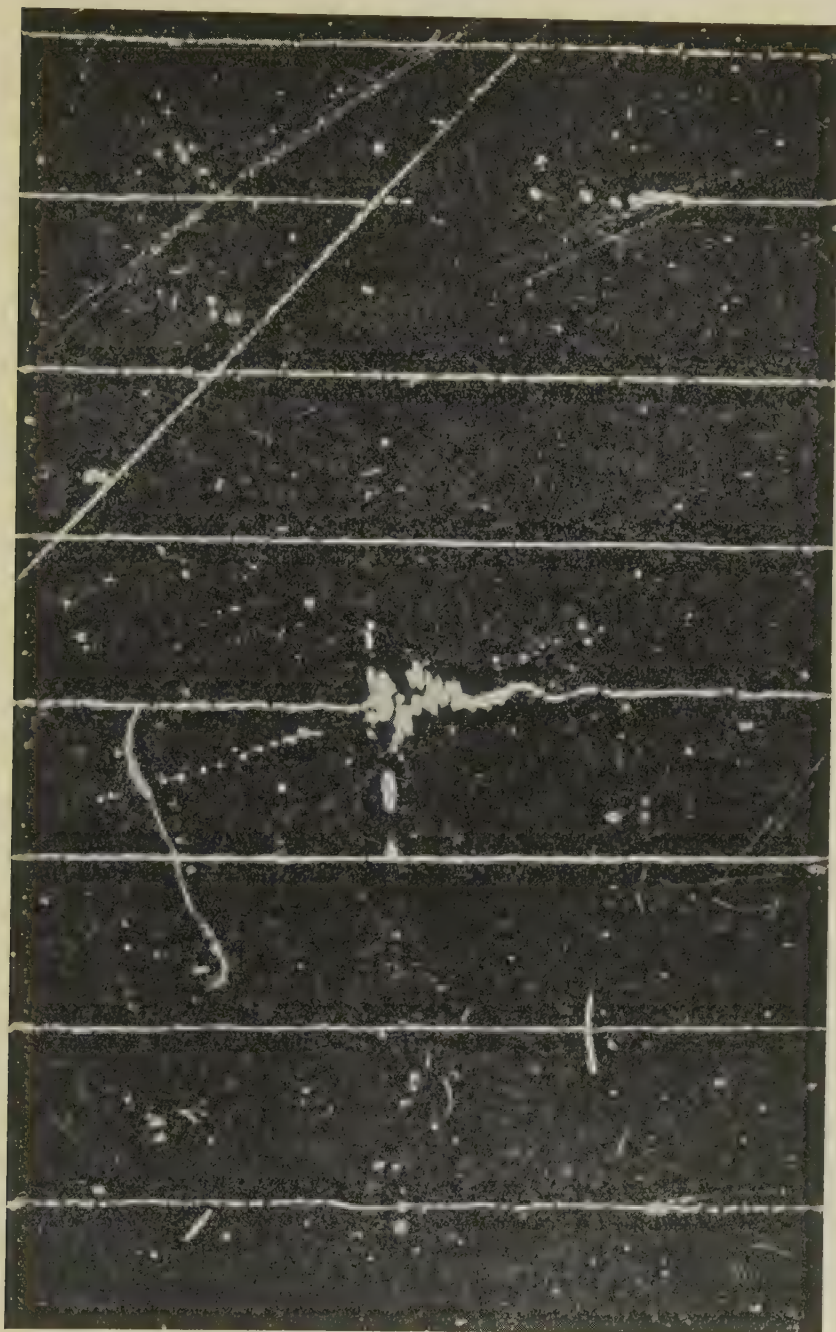


Fig. 4 - Scossetta valutata di III ($E = 2 \cdot 10^{12}$ erg ca). Ingrandimento dell'originale 12 volte circa.

sismica locale. L'osservazione dirà se c'è stata deformazione elastica (indipendente dal tempo) o deformazione di massa (funzione del tempo); e in quest'ultimo caso, se la deformazione è stata temporanea o permanente (a questa funzione naturalmente risponde meglio l'uso del clinometro).

Anche lo studio delle vibrazioni che concernono i conci della diga si presenta di notevole interesse. È chiaro che esse presenteranno caratteristiche diverse a seconda dello stato dell'invaso e dello stato di tensione cui la diga stessa è sottoposta. Queste registrazioni avranno aspetto costante se le tensioni elastiche della diga non subiscono sensibili variazioni, mentre nel caso di una variazione di carico o d'una eventuale lesione esse presenteranno caratteristiche diverse.

Una cosa è certa: non potranno prodursi nella diga lesioni, per quanto piccole, ch'esse non siano prontamente registrate nei diagrammi sismici.

Grazie ai sismografi e ai fotoclinometri, la sorveglianza delle dighe diventerà automatica. Fra l'altro, i documenti da essi forniti costituiranno altrettante irrefutabili testimonianze per la verità e la giustizia.

4. — *Moti lenti della crosta terrestre: blocchi geodetici.*

È noto che la crosta terrestre è sede di lenti movimenti di ascesa o di discesa rispetto al medio livello dei mari; movimenti che possono far sorgere dal mare regioni, più o meno estese, un tempo sommerse o provocare la sommersione di zone rivierasche continentali, un tempo emerse. Questi moti si manifestano naturalmente in tempi lunghissimi e vanno sotto la denominazione generica di « variazioni secolari » ([2]).

È stato provato, di recente, che ai movimenti di carattere generale interessanti una regione, sono sovrapposti dei moti particolari, specifici di parti limitate della crosta terrestre ([2]). Tali movimenti furono messi in evidenza mediante la frequente ripetizione di misure geodetiche di precisione in una stessa zona; anche le osservazioni clinografiche servono ottimamente a questo scopo. Si è così trovato che settori di crosta terrestre, limitati da giovani faglie, sono soggetti in blocco a movimenti di ascesa o discesa, senza esserne sensibilmente deformati.

Ritengo che tale fenomeno rivesta un particolare interesse nelle questioni relative alla stabilità di una diga.

Constatata la realtà della suddivisione della crosta terrestre in

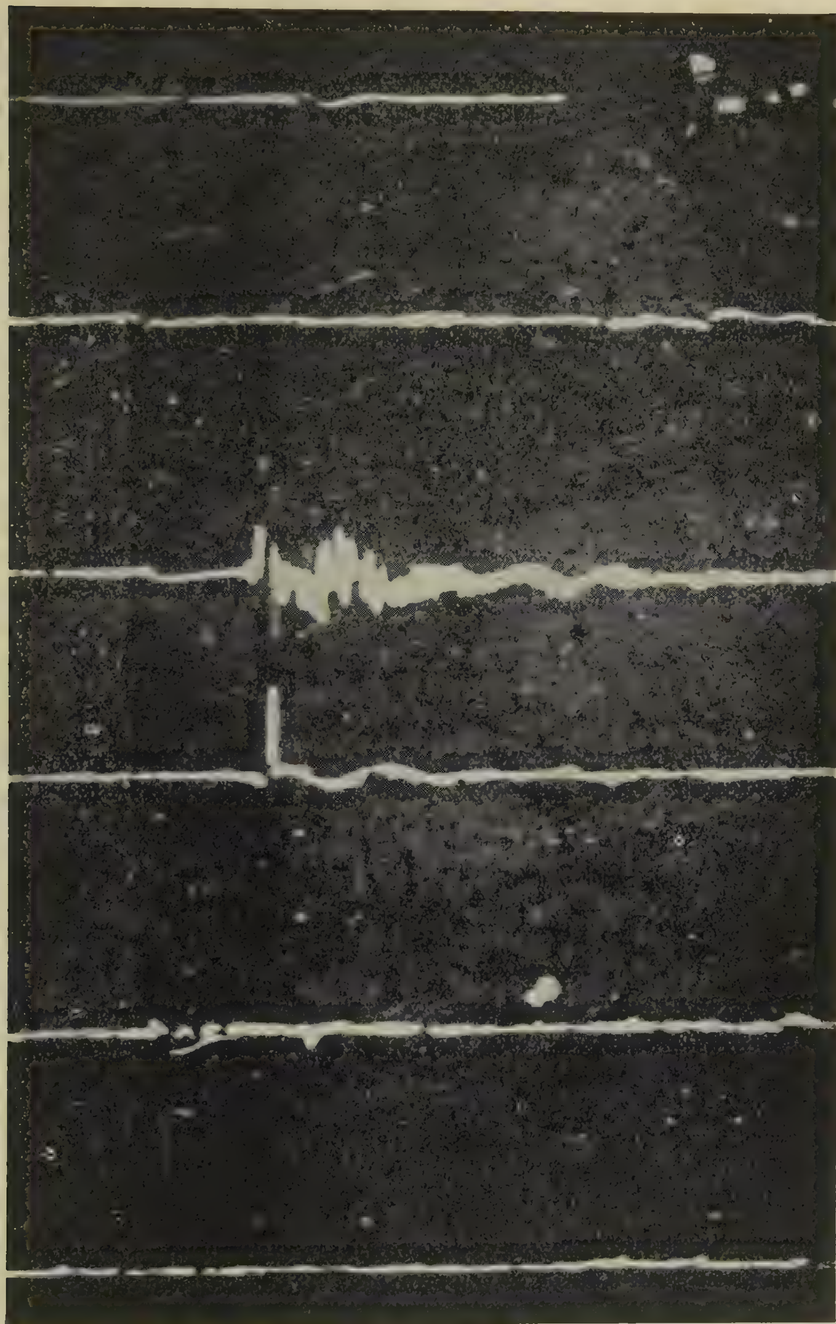


Fig. 5 - Scossetta valutata di II ($E = 3 \cdot 10^{11}$ erg ca).

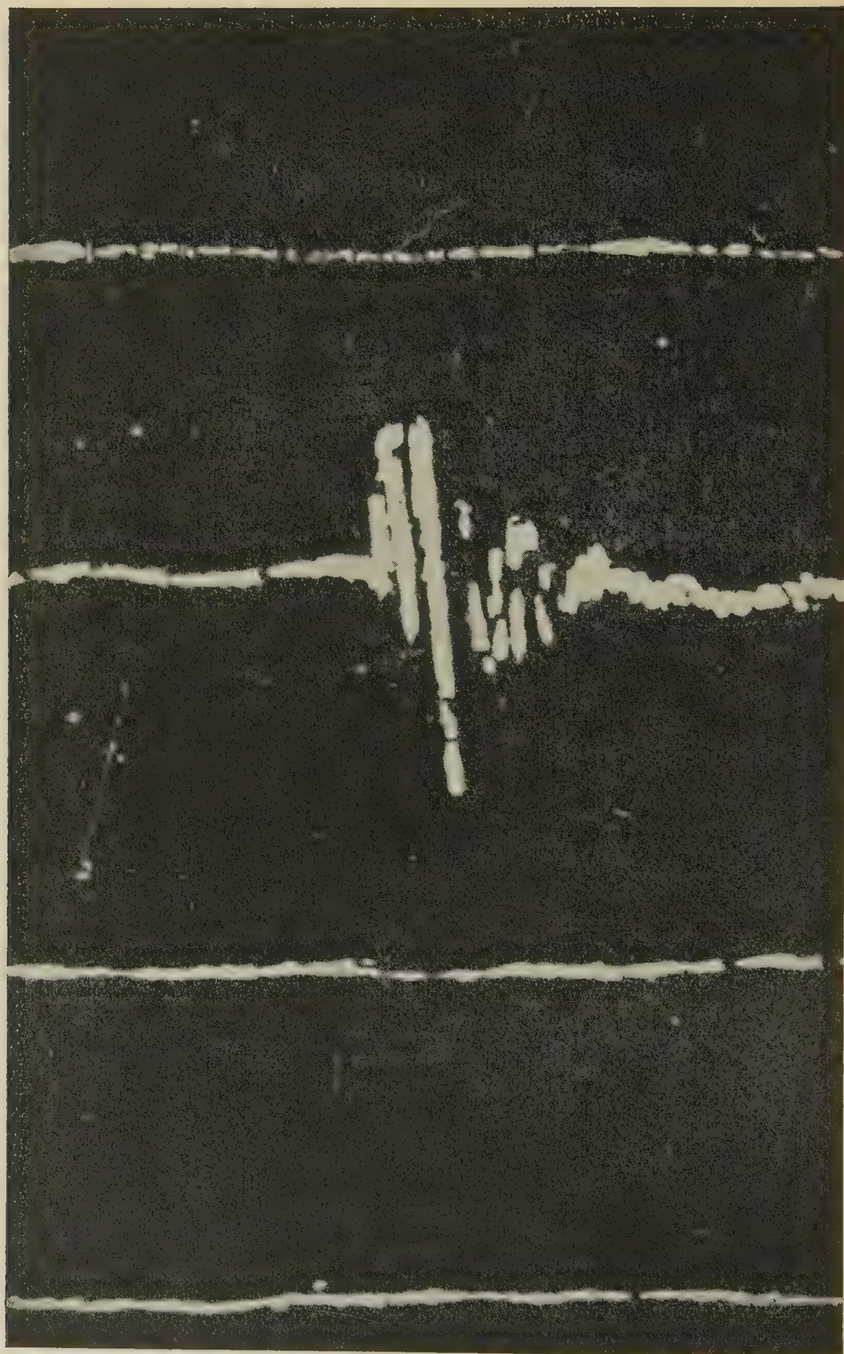


Fig. 6 - Scossetta valutata di II ($E = 10^{11}$ erg ca). Ingrandimento 25 volte circa dell'originale.

blocchi, è di capitale importanza evitare che una diga venga a trovarsi a cavalcioni delle zone divisorie di due blocchi.

Movimenti di questi ultimi di segno contrario — o anche dello stesso segno ma di ampiezze diverse — possono riuscire pericolosi per la stabilità di una diga.

Esistono metodi che consentono la delimitazione degli eventuali blocchi geodetici, propri di una zona.

Uno dei più efficaci, è l'uso di fotoclinometri posti sulle sponde opposte di un fiume, nella zona dove è prevista la costruzione di una diga di sbarramento. Le registrazioni continue, ottenute in un congruo lasso di tempo, permetteranno di stabilire se le sponde in parola partecipano di un solo blocco geodetico o di due blocchi limitrofi.

5. — L'Ufficio Studi di una grande Società idroelettrica, diretto da un autentico scienziato, si rese conto dell'interesse che osservazioni sismiche e clinografiche, ottenute presso grandi dighe, potevano presentare.

Dietro suo invito, il nostro Istituto provvide all'installazione di opportune stazioni sismiche e fotoclinografiche presso una grande diga pressoché ultimata; stazioni clinografiche furono successivamente sistemate presso altri bacini idroelettrici della stessa Società.

Riassumerò qui brevemente alcuni dei risultati ottenuti.

Le relative relazioni dettagliate sono in possesso della Società, che le esaminerà ai fini di una loro utilizzazione: sono pertanto tuttora di carattere riservato.

Alcune caratteristiche di interesse generale possono comunque essere fin d'ora rese note.

Cominciamo dalle osservazioni sismiche.

I sismografi, costruiti nelle officine dell'Istituto Nazionale di Geofisica sotto la direzione del geofisico dott. Peronaci, sono a registrazione meccanica. Le principali caratteristiche strumentali sono riportate nelle figg. 1, 2, 3. L'ingrandimento si è dovuto tenere entro limiti ridotti, data la vicinanza dell'origine dei fenomeni da registrare. Presso la diga, in un primo momento, fu messa una terna di strumenti (comp. verticale; comp. N-S e comp. E-W); un altro strumento (comp. N-S), fu messo a funzionare ad una distanza di 2 km ca.

Attualmente, tutti e quattro gli strumenti funzionano presso la diga.

Terminata la diga, a mano a mano che il bacino veniva riempiendosi d'acqua, si ebbe la registrazione di minutissime, piccole scos-

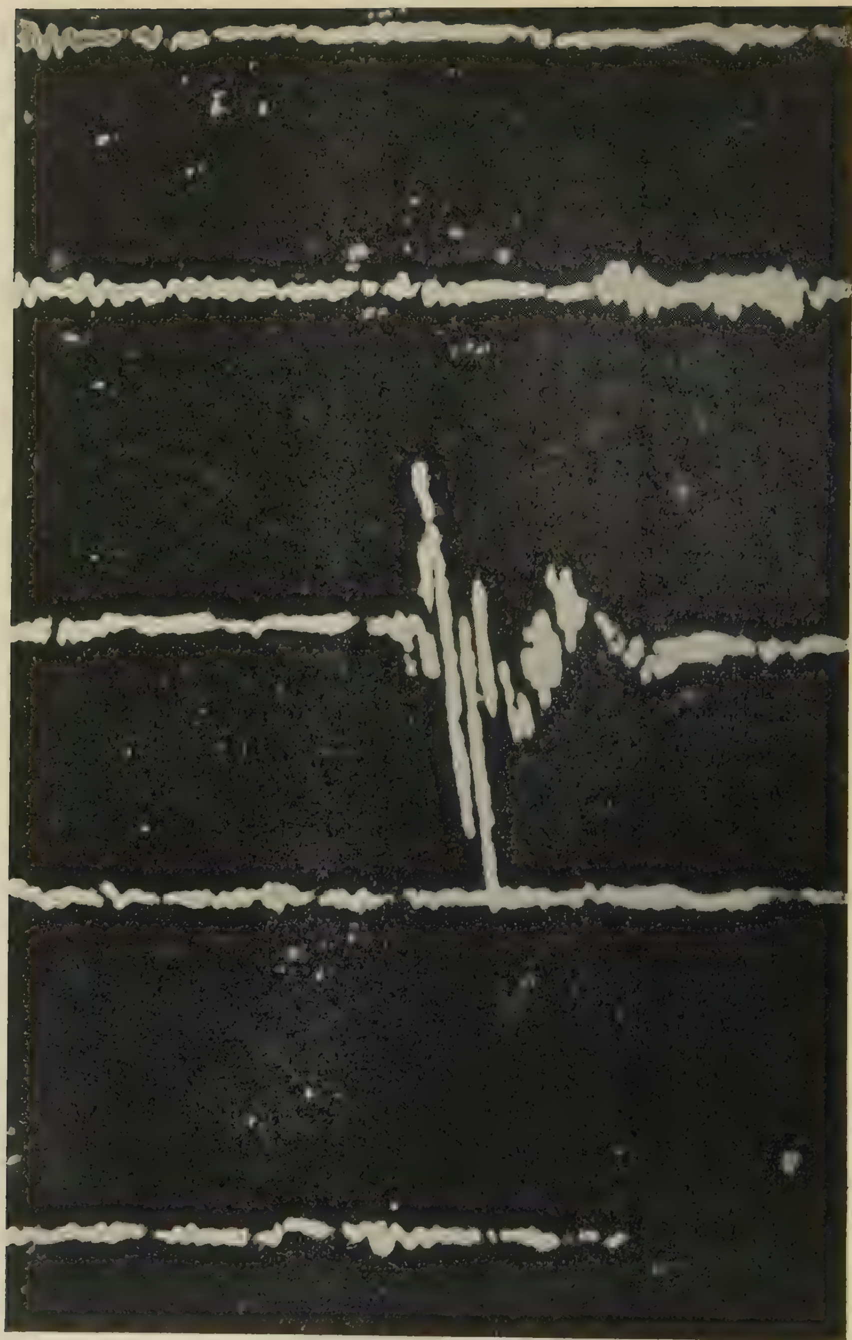


Fig. 7 - Scossetta valutata di II ($E = 1,5 \cdot 10^{11}$ erg ca).

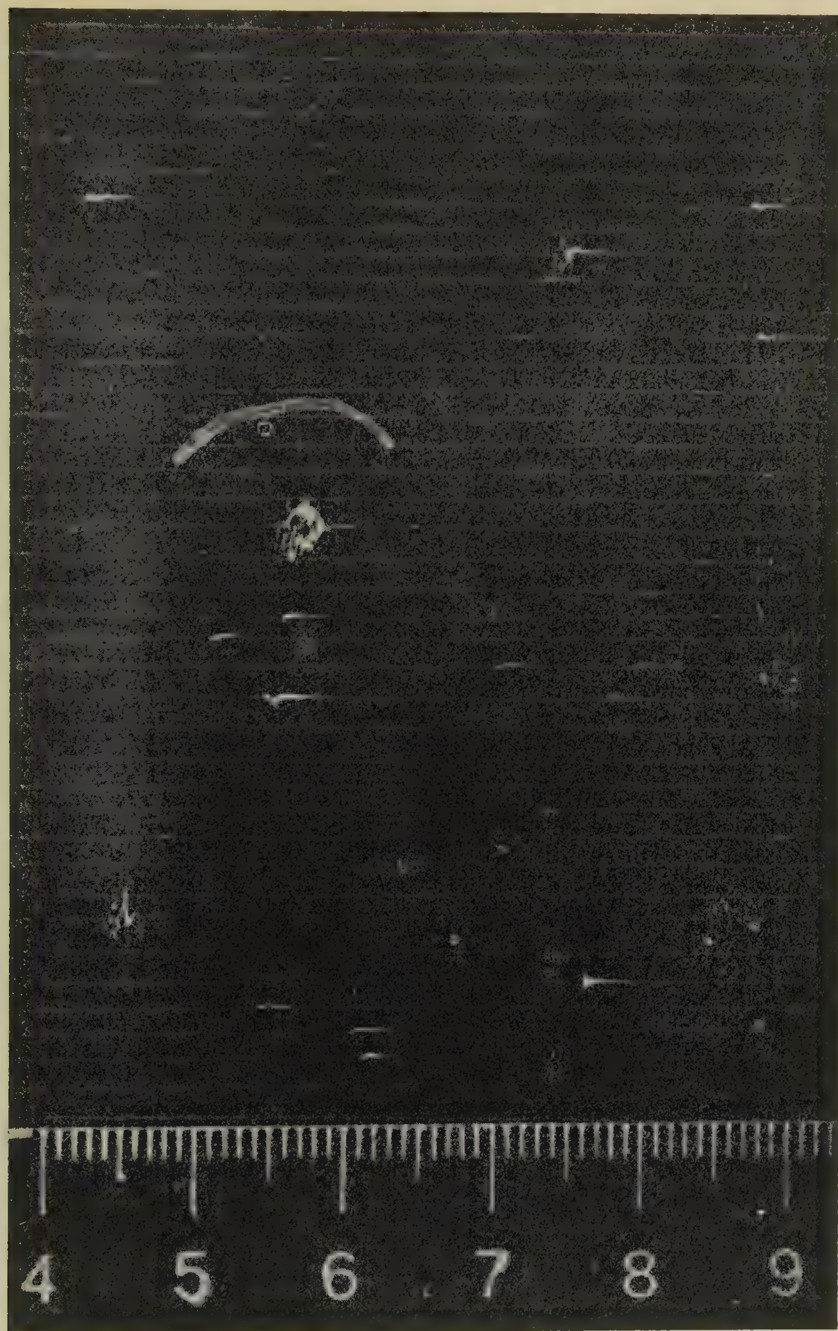


Fig. 8 - Scossette trasmesse da conci prossimi alla stazione sismica (comp. E-W: 2-3-XI 1951).

sette, determinate da lievissimi scotimenti nel sistema roccioso, che tendeva verso nuove posizioni d'equilibrio.

In molti casi, fu possibile determinare la posizione-origine di queste scossette: la quasi totalità originava dalla parte del bacino ove l'acqua raggiungeva le massime profondità (dell'ordine di 100 m).

Le figure 4, 5, 6, 7 danno esempi di registrazioni di scossette provenienti dal bacino idrico.

Anche durante i primi svasi, si ebbe un'accentuata registrazione di piccole scossette.

Molte di queste originano alla base dei conci ed hanno caratteristiche speciali, che le distinguono per la maggiore frequenza e la persistenza delle vibrazioni (figure 8, 9, 9 bis).

Si sono verificati periodi di notevole attività microsismica, del tutto indipendenti dall'alternarsi di invasi e svasi.

Di essi, diremo più avanti.

Fu possibile determinare l'approssimativa energia sviluppata da singole scossettine, suddivise in quattro tipi.

Consideriamo un'onda armonica semplice di ampiezza x e periodo T; l'energia attraversante l'unità d'area di un pennello d'onda, per unità di tempo, è

$$U = \frac{\varrho}{2}\left(\frac{2\,\pi}{T}\right)^2 v\,x^2\,,$$

dove v è la velocità di propagazione e ϱ la densità della roccia.

Se si ritiene che l'energia si propaghi dalla sorgente uniformemente in tutte le direzioni, possiamo moltiplicare U per $2\,\pi\,\Delta^2$, dove Δ è la distanza focale: avremo così l'energia totale attraversante una emisfera di raggio Δ, per unità di tempo. Moltiplicando quindi per la durata t in secondi del treno d'onda alla distanza Δ, l'approssimata energia della scossa sarà espressa da

$$F_c = 4\,\pi^3\,\varrho\,v\,t\left(\frac{x}{T}\right)^2 \Delta^2 \qquad \text{c.g.s.} \qquad [1]$$

Per determinare il valore di Δ, basta conoscere l'intervallo s-p fra i tempi di registrazione delle onde trasversali (s) e longitudinali (p). In ricerche precedenti, furono determinate le velocità di propagazione delle onde longitudinali e trasversali per il sistema roccioso, costituente la base del bacino idroelettrico.



Fig. 9 - Attività sismica intensissima (comp. E-W: 9-10-X 1951).

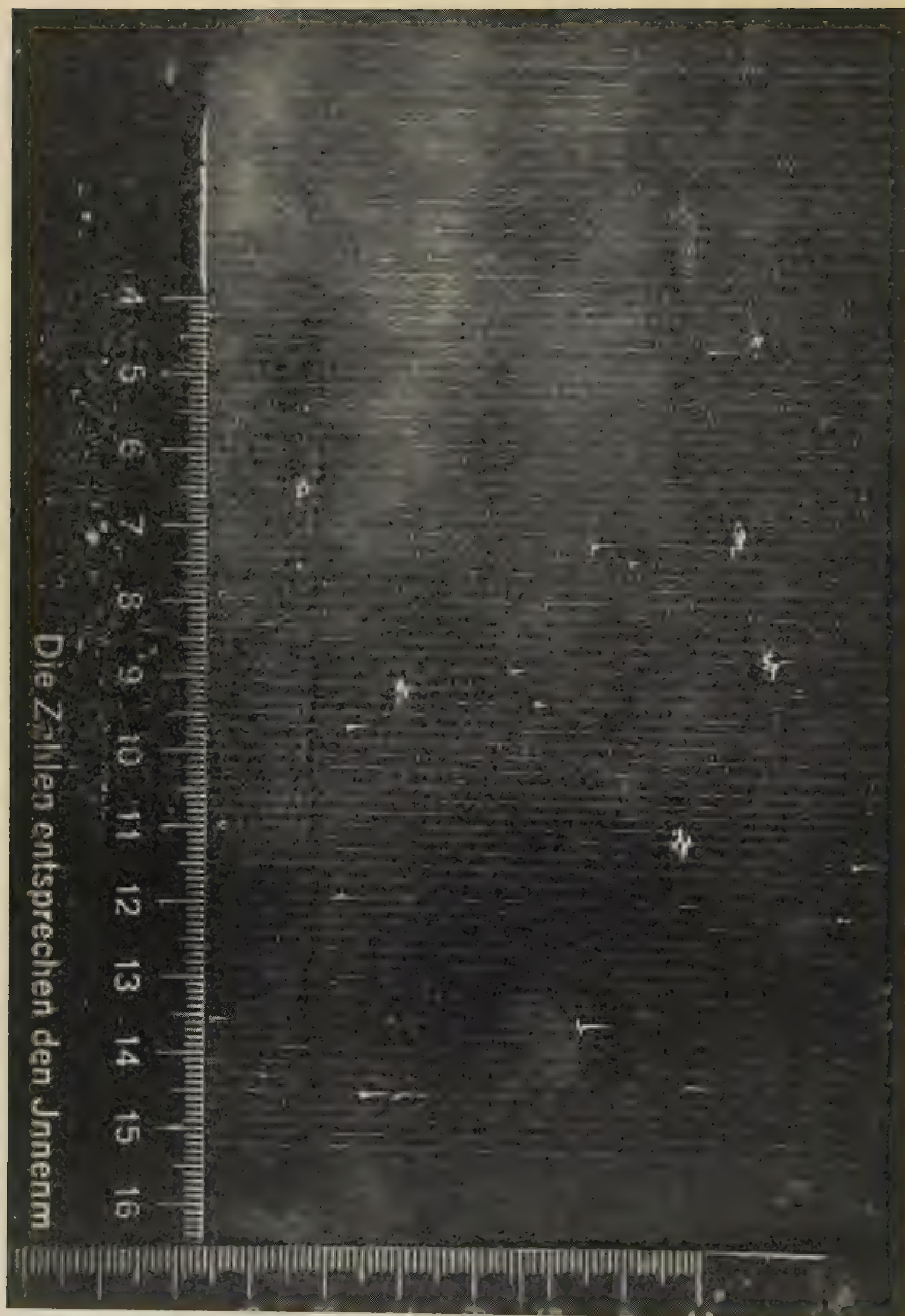


Fig. 9 bis - Attività intensa (scosse di II e III del 12-13-XI 1951, comp. E-W).



Fig. 10



Fig. 11

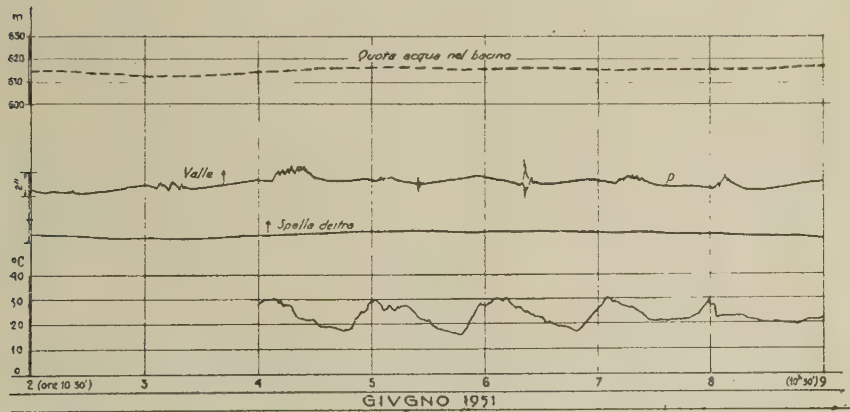


Fig. 12

Osserviamo che le *p* e le *s* si presentano generalmente come consistenti in un'onda completa; le altre oscillazioni che seguono le *s* essendo da attribuirsi a riflessioni e a onde di tipo superficiale. Per-

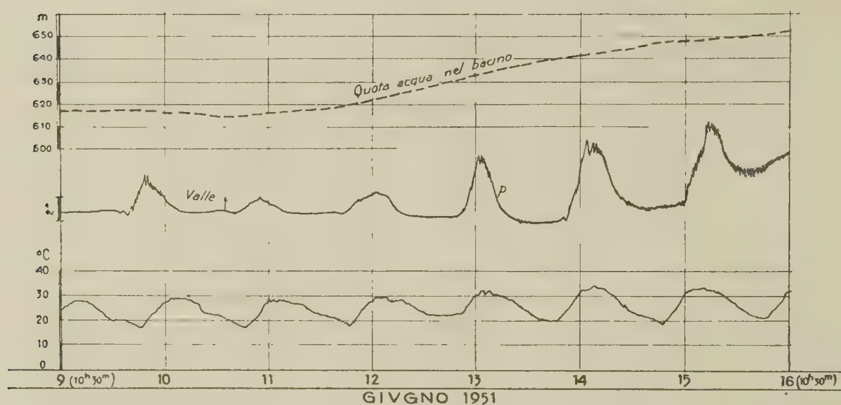


Fig. 13

tanto, la *t* che figura nella [1] può prendersi pari al periodo dell'onda considerata.

Il risultato ottenuto applicando la [1] ad una singola componente,

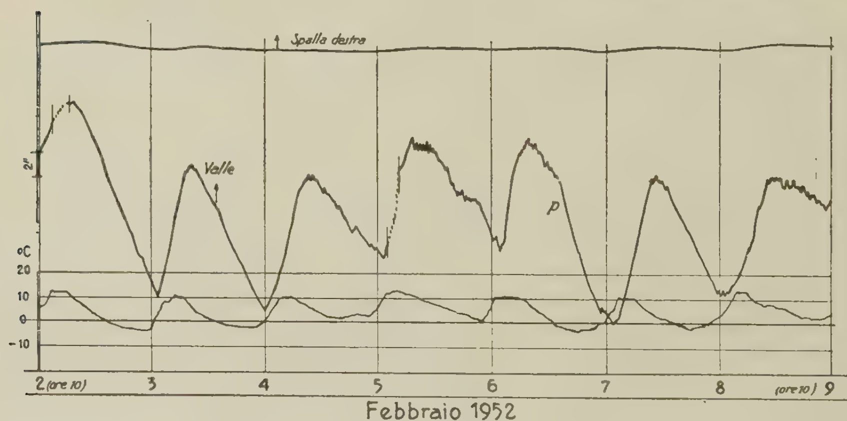


Fig. 14

limitatamente alle onde *s*, andrebbe diviso per 4, in quanto le onde *sH* (oscillanti in un piano normale a quello di propagazione) vengono amplificate del doppio dalla superficie libera, mentre un'amplificazione leggermente minore presentano le onde *sV* (oscillanti nel piano

di propagazione). Però il risultato stesso andrebbe moltiplicato per 4, poiché le energie irradiate dalle onde longitudinali e da quelle trasversali sono pressoché uguali e, inoltre, l'energia media nella corona sferica della scossa è pari alla media energia cinetica. Perciò, l'energia complessiva, per una singola componente, resta quella calcolata applicando la [1] alla *s* osservata (generalmente più ampia della *p*).

Furono considerati quattro tipi di scossette, in corrispondenza delle quali la media energia liberata fu di 10^{10}, 10^{11}, 10^{12} e 10^{13} erg

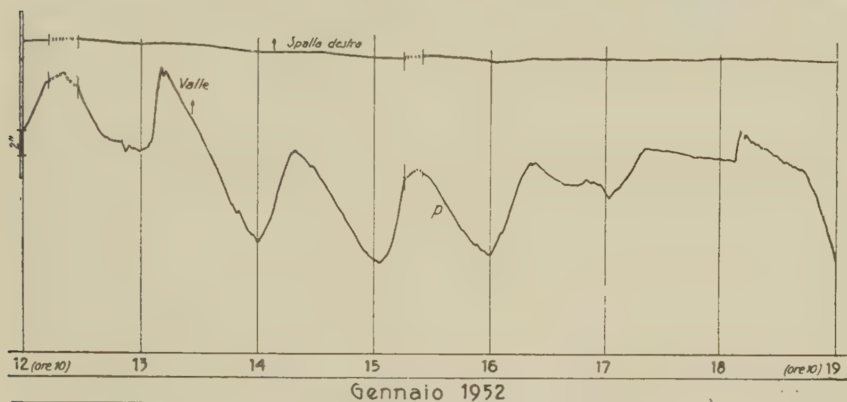


Fig. 15

rispettivamente. Numerosissime furono le scossettine valutate di energia dell'ordine di 10^9 erg.

Richiameremo più avanti l'ordine di grandezza dell'energia liberata in qualche periodo di attività microsismica anormale.

Qui vorrei richiamare un'altra caratteristica delle scossette, proprie del bacino sotto osservazione.

È noto che dal senso dei movimenti iniziali determinati da una scossa in un certo numero di osservatori, opportunamente distribuiti intorno all'epicentro, è possibile risalire alla natura fisica della causa a cui la scossa è dovuta.

Di che natura sono le scossette che si osservano nel bacino idroelettrico in questione?

A prima vista, una risposta sembrerebbe impossibile: i dati di una sola stazione sismica sono infatti insufficienti a chiarire il fenomeno nei suoi diversi aspetti.

Nel nostro caso però, una risposta sufficientemente attendibile può essere data. Va messo in evidenza che queste scossette si verificano

sovente in brevissimo intervallo di tempo. Il fatto che, in detto intervallo, si siano verificate, nella stessa stazione d'osservazione, scosse caratterizzate da compressioni o da dilatazioni può senz'altro farci escludere che i movimenti, a cui le scosse stesse vanno attribuite, siano state di sollevamento o di abbassamento. Non si può pensare infatti che movimenti verticali di segno contrario possano verificarsi a distanza di poche ore — addirittura di minuti — uno dall'altro, come nel caso in esame.

È molto più logico ammettere che le piccole scosse siano da attribuire a *scorrimenti lungo piccole fratture*: l'osservazione di segni

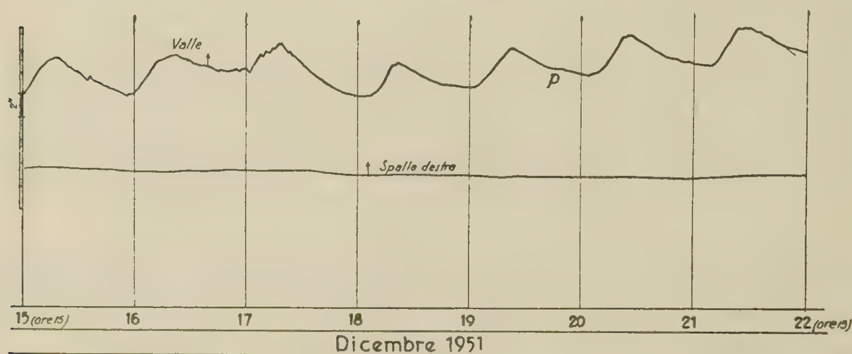


Fig. 16

iniziali contrari per le onde longitudinali, sta a significare che il piano di frattura muta da una scossa all'altra o da una serie all'altra di piccole scosse. Questa interpretazione trova pure sostegno nel fatto che i centri di scotimento sono molteplici, sparsi un po' dovunque in tutta l'area a ridosso della diga.

6. — Ho esposto altrove (3) la teoria del fotoclinografo, parecchi esemplari del quale sono attualmente in funzione presso alcune dighe. Mi limito a riportare la formula che ne esprime l'ingrandimento.

Se ϱ rappresenta la deviazione dell'immagine alla distanza di un metro, si ha

$$\delta = 75 \frac{g}{\pi^2 l} \psi T^2 ,$$

dove g è l'accelerazione di gravità, l la lunghezza ridotta del pendolo

bifilare, ψ l'angolo di variazione della verticale apparente e T il periodo proprio del pendolo.

I fili di sospensione sono di costantana. Ecco le caratteristiche

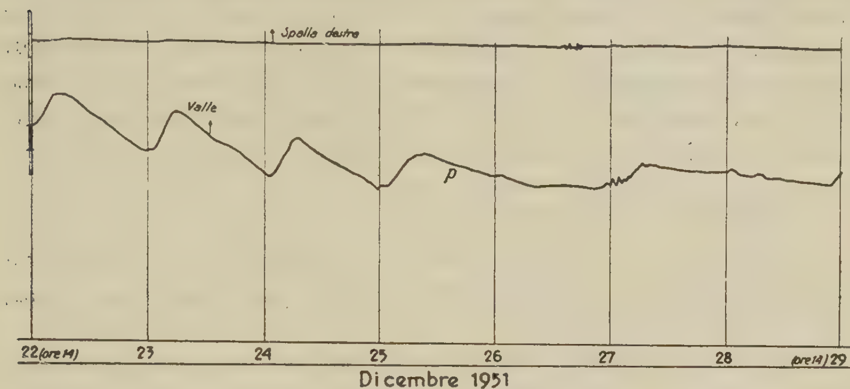


Fig. 17

medie degli apparecchi, attualmente in funzione presso alcune dighe e in vari Osservatori italiani:

modulo di rigidità della costantana	$= 6,1 \cdot 10^{11}$ dine/cm^2
lunghezza fili sospensione	= cm 9
massa	= gr 16,5
l (lunghezza ridotta pendolo)	= cm 7
diametro fili sospensione	= 75 micron.

Un indice delle possibilità dei fotoclinografi del tipo bifilare nella registrazione delle variazioni della verticale apparente è dato dalla fig. 10. In essa si ha un esempio di registrazione delle perturbazioni

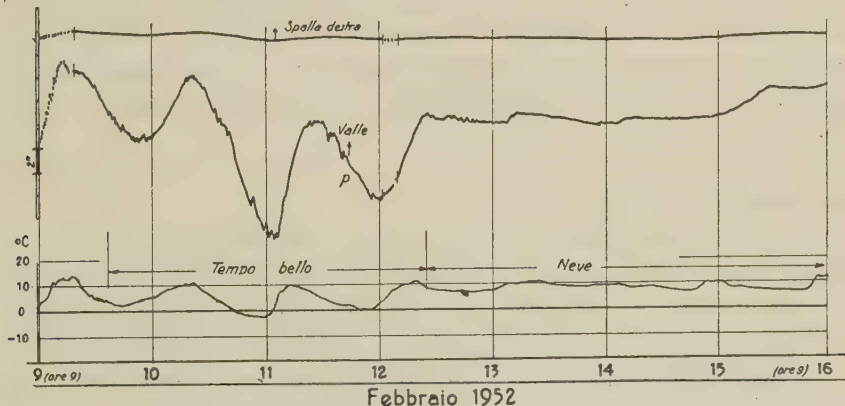


Fig. 18

registrate nella postazione di un concio centrale di una grande diga in costruzione, e determinate dall'andirivieni delle grosse gru sopra le apposite rotaie, che correvano parallelamente alla diga nel piazzale a valle della stessa, durante la fase di costruzione dei conci. Le variazioni di pressione, ai piedi dei conci, causate dagli spostamenti delle gru si tramutavano in variazioni della verticale per i conci stessi.

Naturalmente, tali variazioni dovevano essere registrate quasi esclusivamente nella direzione monte-valle (figure 10-11).

7. - *Registrazione onda diurna.*

I raggi del Sole, battendo sulle pareti esposte di un edificio, le riscalda, determinando degli squilibri termici, più o meno accentuati,

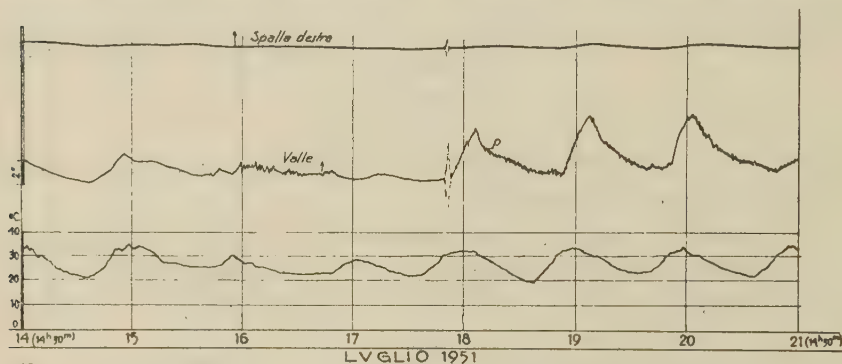


Fig. 19

fra pareti esposte e pareti riparate. L'azione termica è accompagnata da un'azione meccanica sull'edificio; un clinografo posto nell'interno dell'edificio, registrerebbe l'effetto meccanico accennato sotto forma di oscillazione, con caratteristiche variabili da edificio a edificio e da stazione a stazione. Tale perturbazione della verticale apparente, legata all'azione termica dell'insolazione, è nota sotto il nome di « onda diurna ».

Non potevano mancare registrazioni di onde diurne nell'interno dei conci di una diga.

Naturalmente l'entità di quest'onda dipende dall'esposizione del concio al sole. In certi conci essa è molto limitata, se non mancante.

Lo stato dell'invaso ha un notevole influsso sulla registrazione dell'onda diurna.

Quando il bacino è in fase di riempimento, od è riempito, l'onda diurna è sempre netta — in giornate di sole, s'intende.

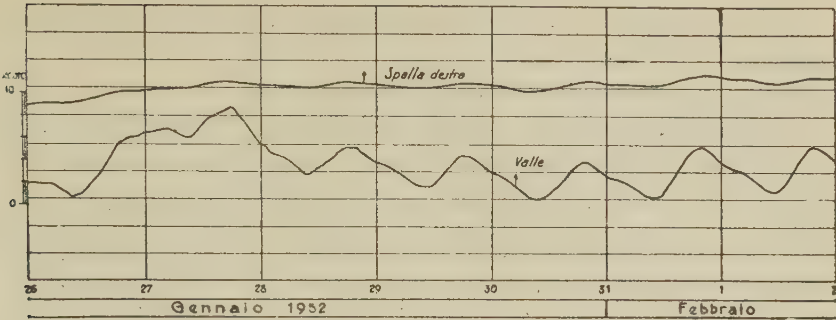


Fig. 20

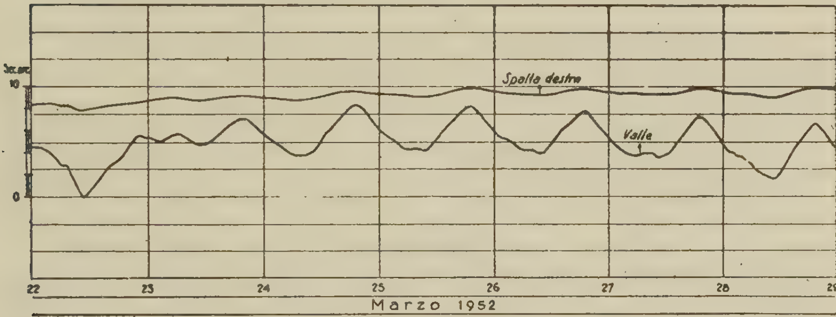


Fig. 21

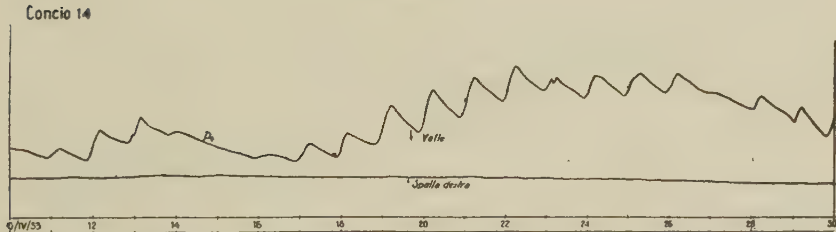


Fig. 21 bis - (Riduzione 3/10; nell'originale 1" = 3 mm).

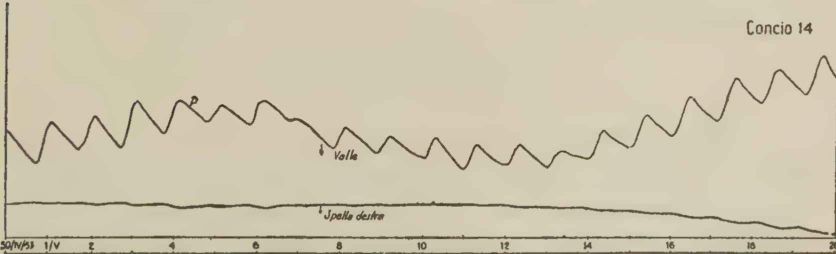


Fig. 21 ter - (Riduzione 3/10; nell'originale 1" = 3 mm).

A bacino asciutto, l'onda diurna manca del tutto od è appena accennata.

Ecco come può spiegarsi il fenomeno.

L'onda diurna insorge — come si è detto — come effetto di un

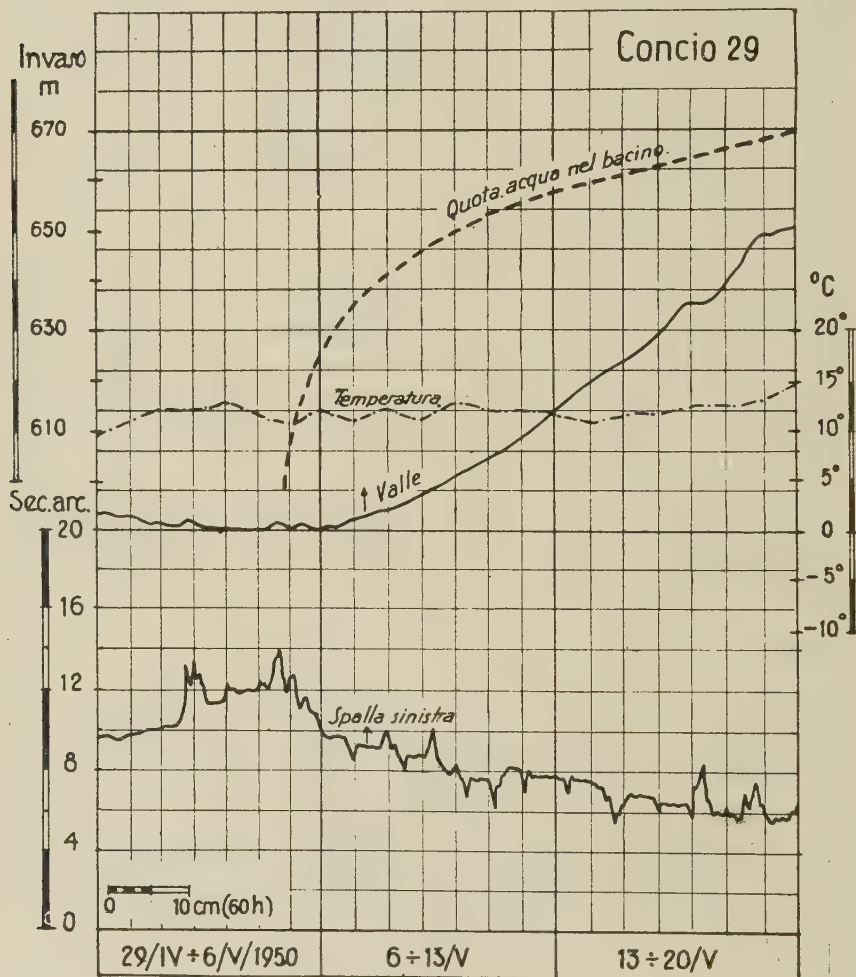


Fig. 22

contrasto termico fra superficie di una stessa costruzione; quanto più forte è tale contrasto, tanto più ampia sarà la conseguente onda diurna.

Quando il bacino è pieno d'acqua, il contrasto termico, in giornate di sole, è massimo: a monte avremo infatti le pareti dei conci ad una temperatura media da 4° a 10°, a valle, le pareti dei conci

possono raggiungere, d'estate, temperature superiori ai 40°. Donde le condizioni per ampie onde diurne.

Se il bacino è asciutto, è chiaro che tale contrasto viene di molto attenuato e — in certe condizioni — addirittura annullato: da qui la registrazione di piccole onde diurne o la mancanza di esse.

Interessanti, a questo riguardo, le registrazioni ottenute durante l'ultima fase dello svaso in un grande bacino (1951): si noti (figure 12-13) la graduale ripresa dell'onda diurna a mano a mano che l'acqua sale nel bacino.

C'è tutta una varietà di onde diurne: onde diurne caratteristiche di una determinata stagione, le quali, a loro volta, evolvono di mese in mese: onde diurne pressoché sinusoidali, altre molto deformate; simmetriche o asimmetriche rispetto alla linea di quiete.

Quando lo scarto termico diurno è molto accentuato, avremo ampie onde diurne (es. 2-9 Febbraio 1952, fig. 14). Se l'inversione termica è brusca, avremo in corrispondenza estremi acuminati (es. 23-27 Febbraio 1952; 2-5 Febbraio 1952, fig. 14). Se l'inversione termica è graduale, graduale è pure il cambiamento di curvatura del corrispondente massimo per l'onda diurna (es. 14-17 Gennaio 1952, fig. 15).

Per piccoli scarti termici diurni, avremo onde diurne poco ampie. Anche qui la forma dell'onda è strettamente legata all'andamento termico diurno. Caratteristica la settimana 15-22 Dicembre 1951, con massimi acuti per brusco riscaldamento ed inversione termica e minimi a grande curvatura per lenta azione di raffreddamento (fig. 16). Dal 22 al 26 dicembre 1952 si hanno esempi di giornate con brevi, rapidi riscaldamenti e graduale, lungo raffreddamento (fig. 17). Altri esempi sono forniti dalle figure 18 e 19.

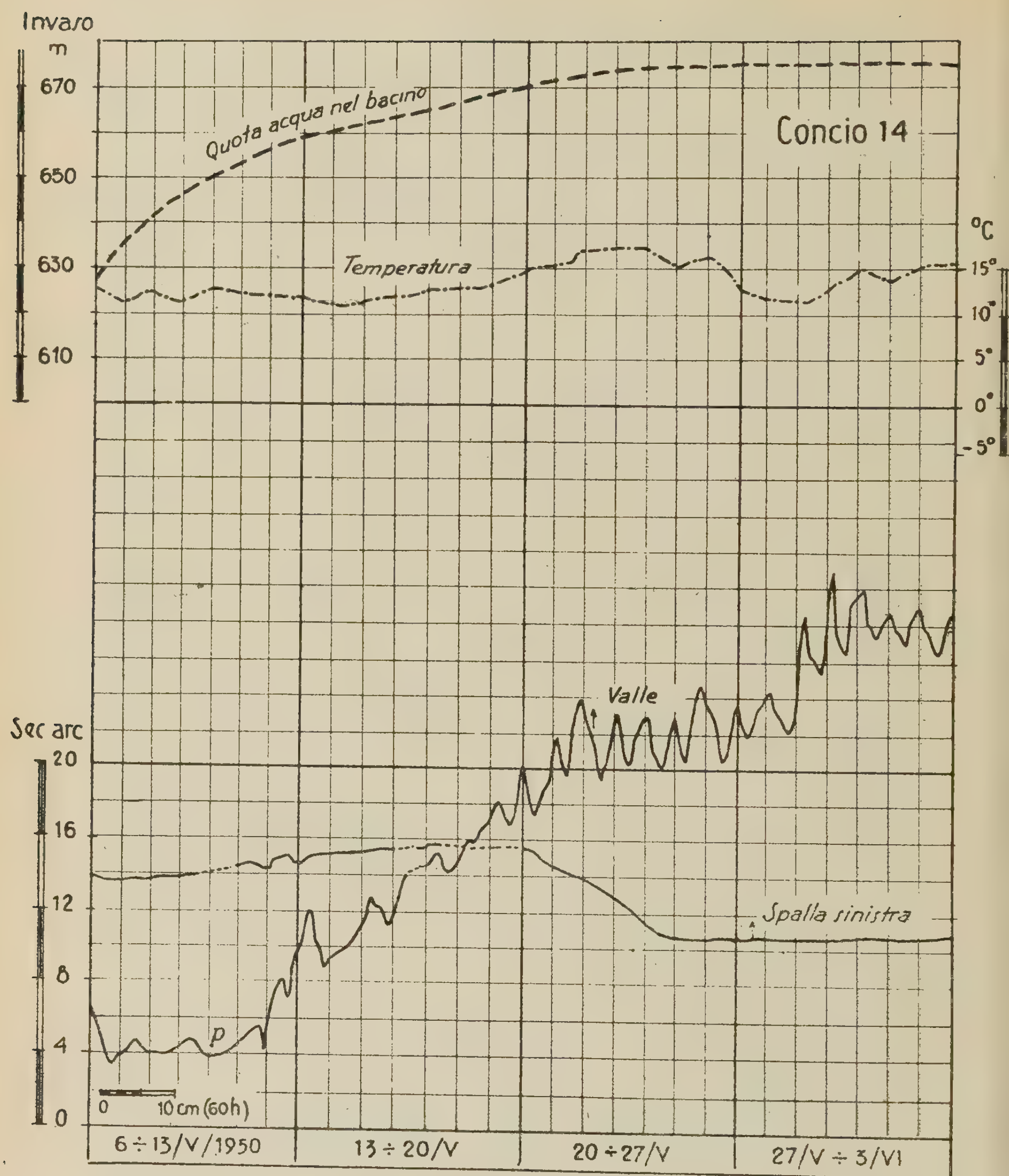
Le figure 20 e 21 si riferiscono ad una diga più piccola, con diversa esposizione solare.

Nelle figg. 21 bis e 21 ter, marcate onde diurne sono sovrapposte ad ampie oscillazioni a lungo periodo (di 12-14 giorni), sulla componente valle-monte.

Particolarmente efficace riesce l'uso del fotoclinografo nel rivelare il comportamento della diga durante i periodi d'invaso e di svaso.

Tale comportamento, a parità di altre condizioni, è funzione dello spessore della diga e della resistenza (esprimibile mediante il modulo di elasticità del sistema roccioso in cui sono ancorati i conci della diga).

La fig. 22 dà l'andamento della flessione di una grande diga du-



Invaso
m
670
650
630
610
Quota acqua nel bacino
Concio 14
°C
Temperatura
15°
10°
5°
0°
-5°
Sec arc
20
16
12
8
4
0
Valle
Spalla sinistra
p
0 10 cm (60 h)
6 ÷ 13/V/1950
13 ÷ 20/V
20 ÷ 27/V
27/V ÷ 3/VI

Fig. 23

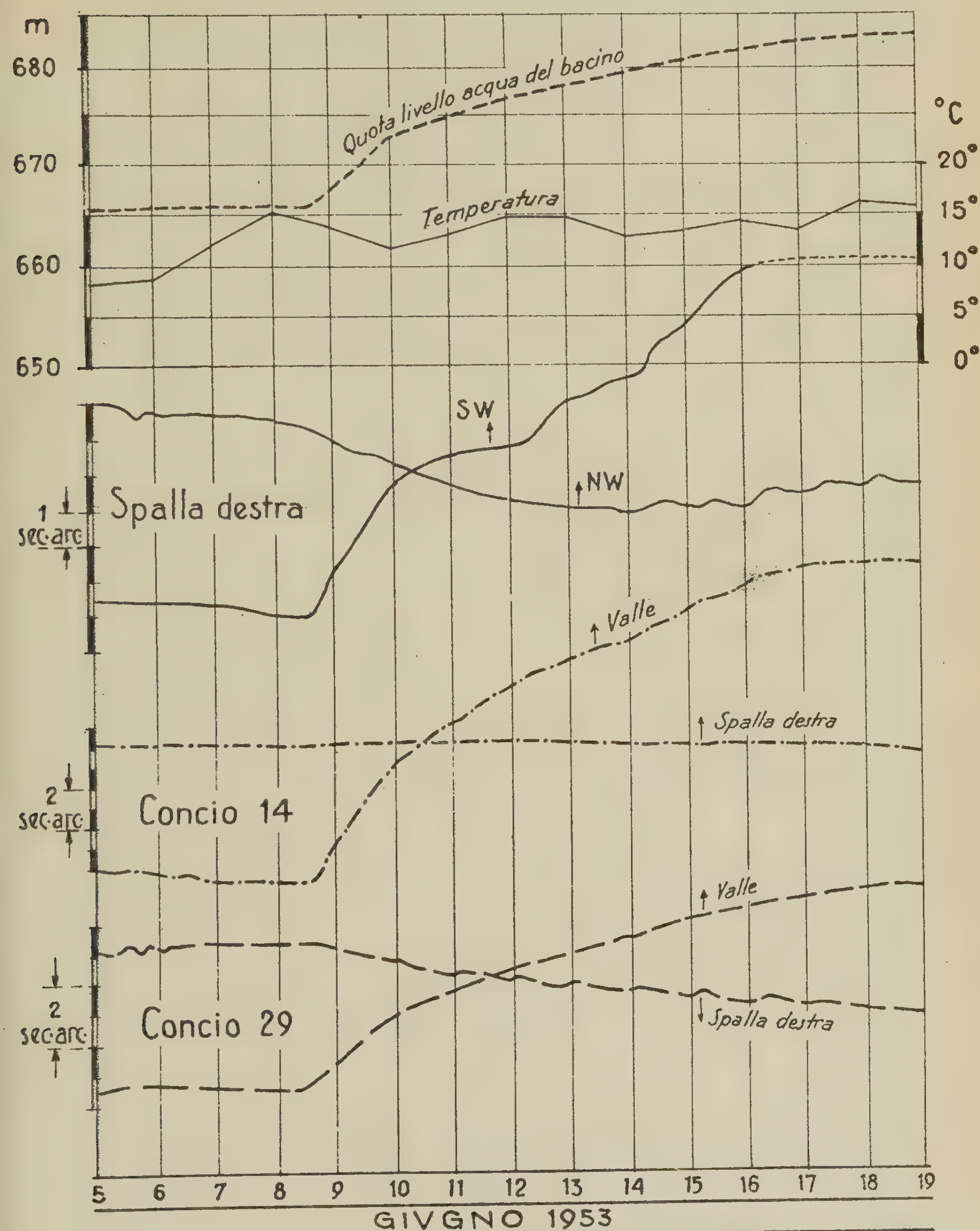

m
680
670
660
650
°C
20°
15°
10°
5°
0°
Quota livello acqua del bacino
Temperatura
SW
NW
Spalla destra
1 sec·arc
Valle
Spalla destra
Concio 14
2 sec·arc
Valle
Concio 29
2 sec·arc
Spalla destra
5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19
GIVGNO 1953

Fig. 23 bis

rante un invaso in corrispondenza di un concio particolarmente massiccio (spessore m 36 ca. alla base); la fig. 23 riporta la flessione della stessa diga, quale si rivela in un concio di minor spessore.

La flessione è comunque molto piccola.

Nella fig. 23 bis è riportato il caso della spinta verso valle, causata dal brusco aumento del livello d'acqua nel bacino idrico.

Nel caso di dighe più sottili, sostenute da sistemi rocciosi con modulo di elasticità relativamente basso, l'entità della flessione dei conci è naturalmente più sensibile.

Porto l'esempio riprodotto in fig. 24, relativo alle operazioni di invaso e di svaso nel bacino formato dallo sbarramento di una diga relativamente piccola, fondata in un letto roccioso, con modulo elastico relativamente basso.

Anche la fig. 25 si riferisce alla stessa diga.

A proposito di moti non attribuibili a variazioni di invaso o a brusche variazioni termiche o atmosferiche, citerò il caso dei movimenti accusati dalla spalla destra di una grande diga nell'autunno 1950, un anno dopo la sua costruzione.

Come risulta dai dati relativi all'invaso e alla temperatura dell'aria, non esistevano condizioni esterne, tali da giustificare aumenti di sollecitazioni sopra la diga e sulle spalle che la limitano.

Un brusco movimento in direzione *NE* circa nella settimana 4-11 Nov. 1950, è seguito — nella stazione clinografica della spalla destra, in roccia — dall'inizio di un ampio movimento a circa 90° gradi nella settimana successiva, (11-18. XI), con leggera modifica di direzione (*N* 42° *W*) nella settimana dal 18 al 25 Nov.: in questi quindici giorni il movimento angolare è stato cospicuo (fig. 26). Contemporaneamente il lato destro della diga — com'è provato dai clinografi di un concio limitrofo alla spalla destra, il concio XXIX — fletteva leggermente verso il complesso roccioso della spalla destra che stava ritraendosi in direzione *W* 33° *N* ca. (fig. 27), seguendo una direzione prossima all'andamento longitudinale della diga stessa (*S* 42° *W* fig. 27 bis).

La leggera flessione del lato destro della diga verso la sponda corrispondente, ha consentito un'analoga lieve flessione dei conci più centrali (XXIII, XIV) in direzione monte-valle, con lieve componente verso la sponda destra per il concio XXIII, e verso la sponda sinistra per il XIV (figg. 28, 29).

È sintomatico che quasi a un anno di distanza, con circa un mese di anticipo, si è ripetuto sul lato destro della diga un brusco feno-

meno di flessione, per il quale non può essere invocata nessuna causale, comunque legata all'invaso, o alla temperatura esterna. L'entità di questo movimento, è stata minore di quella dell'anno precedente. Esso ha dato inizio a un eccezionale periodo sismico, messo in evidenza dalla stazione sismografica funzionante presso la diga, sulla spalla destra (v. pag. 358).

Movimenti di un blocco, limitato ad oriente dalla sponda destra del fiume?

Parecchi indizi lasciano ritenere attendibile questa ipotesi.

8. - *Osservazioni clinografiche complessive nel periodo 6 Maggio 1950 - 16 Giugno 1951, tra due svasi consecutivi.*

a) *Concio XIV* (sul centro-sinistro della diga). I due grafici (fig. 29) si riferiscono alle registrazioni clinografiche ottenute alla base del concio XIV, nei periodi dal 6 Maggio al 26 Agosto 1950 e dal 28 Ottobre al 16 Giugno 1951. L'interruzione di circa due mesi è dovuta ai disturbi causati da lavori in corso presso la stazione clinografica.

I diagrammi costituiscono le risultanti delle registrazioni ottenute contemporaneamente dalle due componenti clinografiche: una oscillante normalmente al concio (valle-monte: *N*° 10° *E* - *S* 10° *W*), l'altra in senso longitudinale alla diga (*E* 10° *S*-*W* 10° *N*).

Nel periodo di invaso si ha una spinta verso valle, con andamento pressoché continuo. Segue poi un periodo di relativa stasi, con piccoli moti contrastanti.

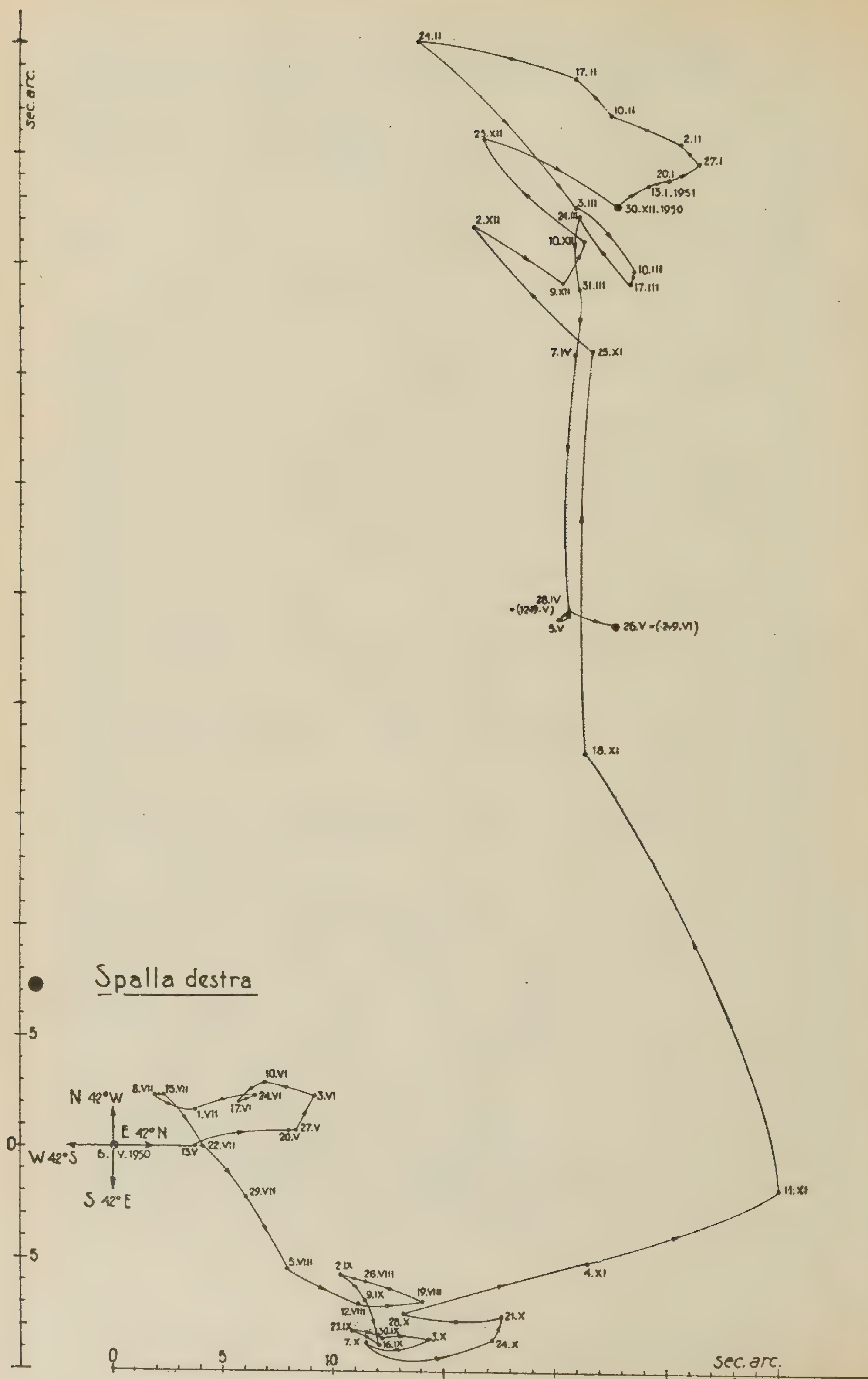
Dal 28 Ottobre 1950 al 3 Febbraio 1951 i movimenti, sempre piccoli, ora in un senso ora in un altro, sono caratteristici di un periodo di stabilità.

Dal 3 Febbraio 1951 i movimenti iniziano una decisa tendenza valle-monte, interrotta da bruschi parziali ritorni in senso contrario.

Da questo momento fino al momento dello svaso completo, il grafico risulta da un insieme di figure, simili a quelle di Lissajous.

Come risulta dal comportamento del concio XXIII e XXIX, la spinta verso valle alla fine dell'Agosto 1950 non doveva essere lontana dal suo massimo.

L'escursione angolare negli ultimi tre mesi che hanno preceduto lo svaso è stata, come si osserva, più sensibile della spinta verso valle conseguente all'invaso. Dobbiamo concluderne che — almeno per quanto riguarda il concio XIV — nel ritorno alle condizioni di



Sec. arc.
Spalla destra
N 42° W
E 42° N
W 42° S
S 42° E
6. V. 1950
30.XII.1950
13.I.1951
11.XI
18.XI
25.XI
4.XI
Sec. arc.
0
5
10
5
0
5

Fig. 26

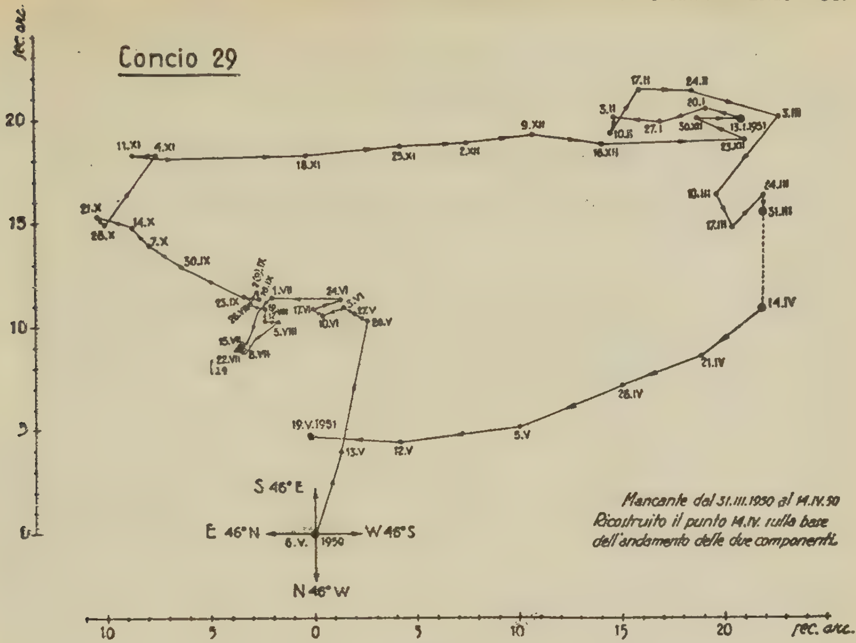


Fig. 27

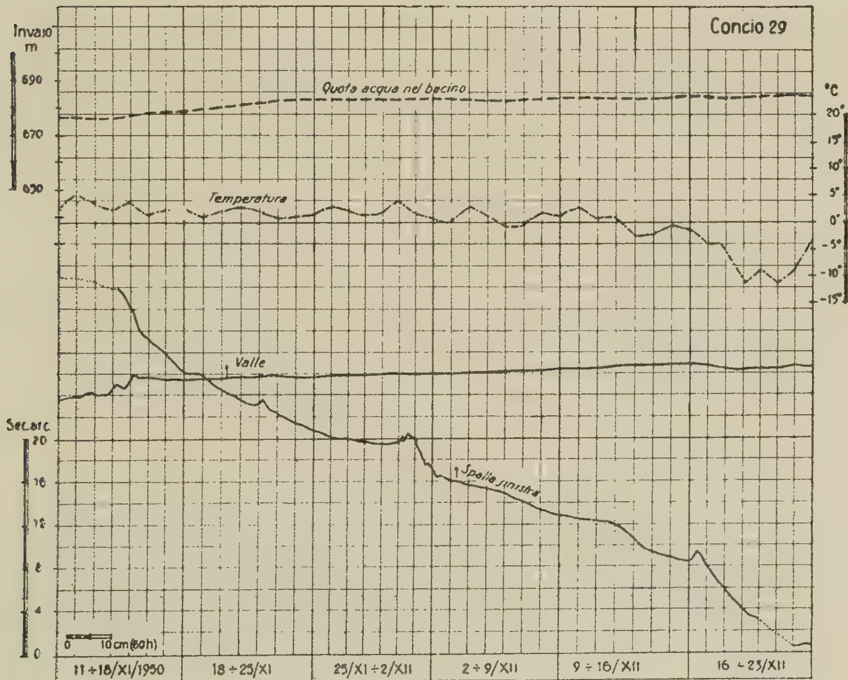


Fig. 27 bis

spinta nulla, il concio ha sorpassato la posizione originaria per « cadere » leggermente verso il bacino.

b) *Concio XXIII.* Anche per il concio XXIII il movimento angolare si è avuto prevalentemente in direzione monte-valle e viceversa.

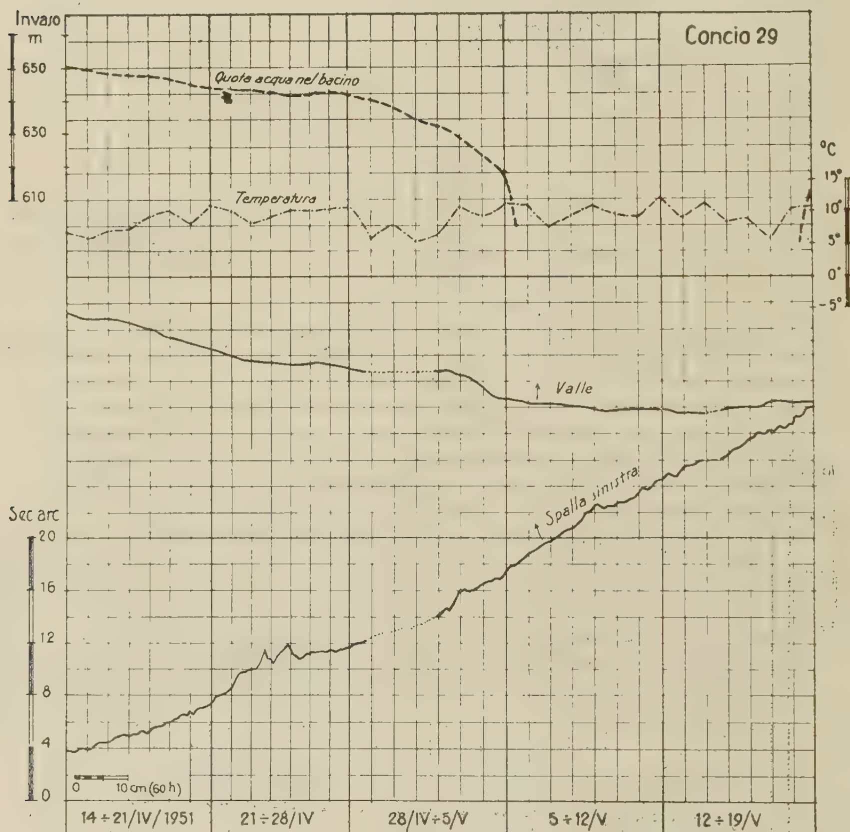


Fig. 28

L'azione dell'invaso si è manifestata lenta e contrastata fino al 16-IX-50 (fig. 29).

Da questa data, essa assume carattere deciso ed unidirezionale — salvo qualche manifestazione di segno contrario in Dicembre 1950 e ai primi di Gennaio 1951 — fino al 20 Gennaio 1951. A comin-

ciare da questo giorno, il moto s'inverte fino al quasi completo svaso del bacino.

In quest'ultima fase, le variazioni angolari sono contrastanti.

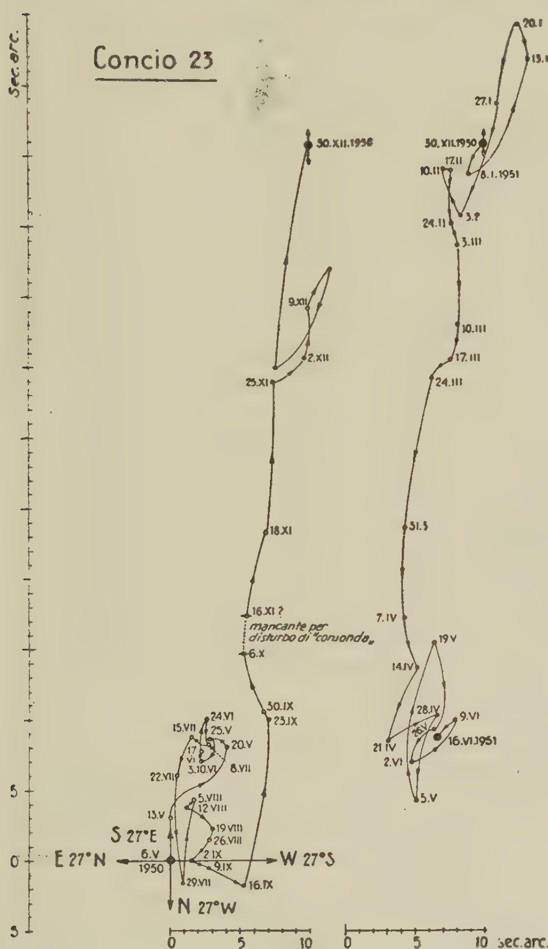


Fig. 29

Il diagramma è stato spezzato in due, per ovviare ad inevitabili sovrapposizioni; gli spostamenti per invaso e per svaso si sono infatti verificati pressoché nella stessa direzione.

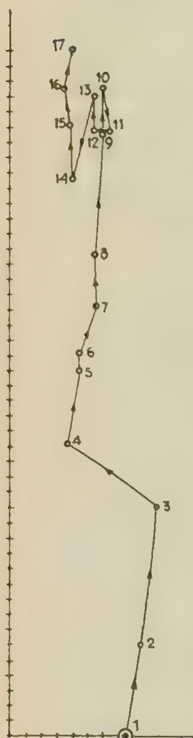
c) *Concio XXIX*. Il concio XXIX ha avuto un comportamento nettamente distinto da quello dei conci XIV e XXIII. Ad una prima fase di spostamento angolare monte-valle (con leggera deviazione a destra), corrispondente all'azione d'invaso, è seguito un periodo di stasi, con lievi spostamenti verso sinistra (fig. 27). Tali spostamenti si accentuarono nel settembre-ottobre 1950. Ai primi di novembre 1950, il movimento angolare prese decisa direzione verso la spalla destra (fig. 27 bis), in coincidenza del movimento generale in questo senso, di cui si è accennato nel paragrafo 7. Tale movimento, che durò fino alla fine del 1950, fu seguito da un periodo di stasi, finché iniziò il movimento che riportò il concio XXIX presso a poco nella posizione di svaso iniziale (fig. 28).

d) *Spalla destra*. I clinografi posti nella roccia, nei pressi della

Concio 14

dal 6-V-1950 al 26-VIII-1950

Scala 0 5 10 sec arc



1 6-V-1950
2 13 (bac. vuoto)
3 20
4 27
5 3-VI
6 10
7 17
8 24
9 1-VII
10 8
11 15
12 22
13 29
14 5 VIII
15 12
16 19
17 26

Dal 26-VIII al 28-X mancante causa "consuonda"

S 10°W

E 10°S W 10°N

N 10°E

Fig. 30

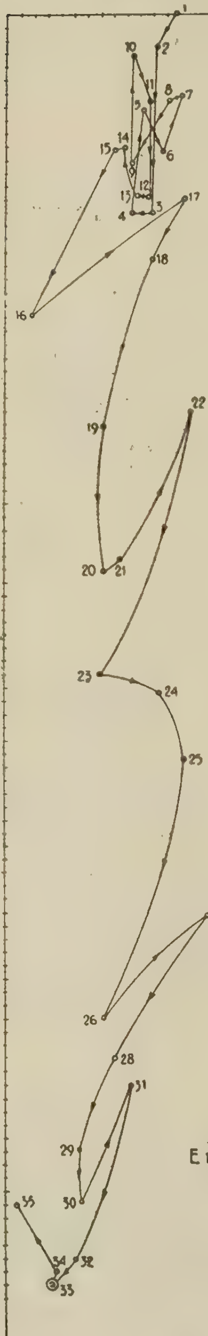
La fig. 30 sintetizza i movimenti del concio XIV dall'inizio di un invaso alla fase di pieno carico, con sovrapposto l'effetto stagionale estivo (spinta a valle).

La fig. 30 bis, dopo una fase stazionaria, riassume l'effetto stagionale invernale, sovrapposto all'effetto di svaso graduale e ad altre cause semiperiodiche di disturbo.

Concio 14

dal 28-X-1950 al 16-VI-1951

Scala 0 5 10 sec arc



1 28-X-1950
2 4-XI
3 11
4 18
5 25
6 2-XII
7 9
8 16
9 23
10 30
11 6-I-1951
12 13
13 20
14 27
15 3-II
16 10
17 17
18 24
19 3-III
20 10
21 17
22 24
23 31
24 7-IV
25 14
26 21
27 25
28 28
29 5-V
30 12
31 19
32 26
33 2-VI (bacino vuoto)
34 9
35 16

S 10°W

E 10°S W 10°N

N 10°E

Fig. 30 bis

diga, sulla spalla destra, hanno rivelato un comportamento alquanto singolare. Il moto angolare, nei primi mesi dopo l'invaso, si è verificato prevalentemente nel quadrante di *SE* (fig. 26). Ai primi di Novembre, in corrispondenza dell'analogo movimento riscontrato nel concio XXIX, ha inizio un deciso movimento angolare nella direzione media *S* 42° *E-N* 42° *W*, eccezionalmente ampio nelle settimane 11-18,

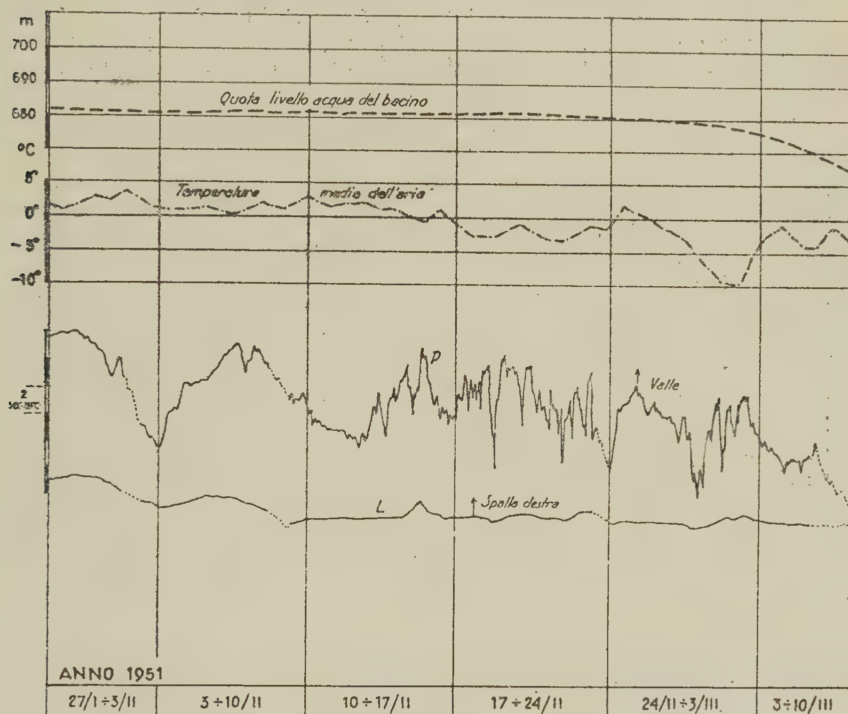


Fig. 31

18-25-XI-1950. Il 24-II-1951 il moto si inverte e lo svaso completo trova la verticale apparente della postazione in spalla destra sensibilmente discosta dalla verticale apparente dell'inizio dell'invaso.

e) Riassumendo, da uno svaso (1950) al successivo (1951) il comportamento dei conci è stato il seguente. Il concio XIV ha compiuto un tragitto angolare di andata e ritorno pressoché nella stessa direzione (monte-valle, valle-monte), con lieve componente verso la spalla sinistra. Nel movimento di ritorno, il concio ha leggermente superato la posizione di partenza, « cadendo » verso il bacino.

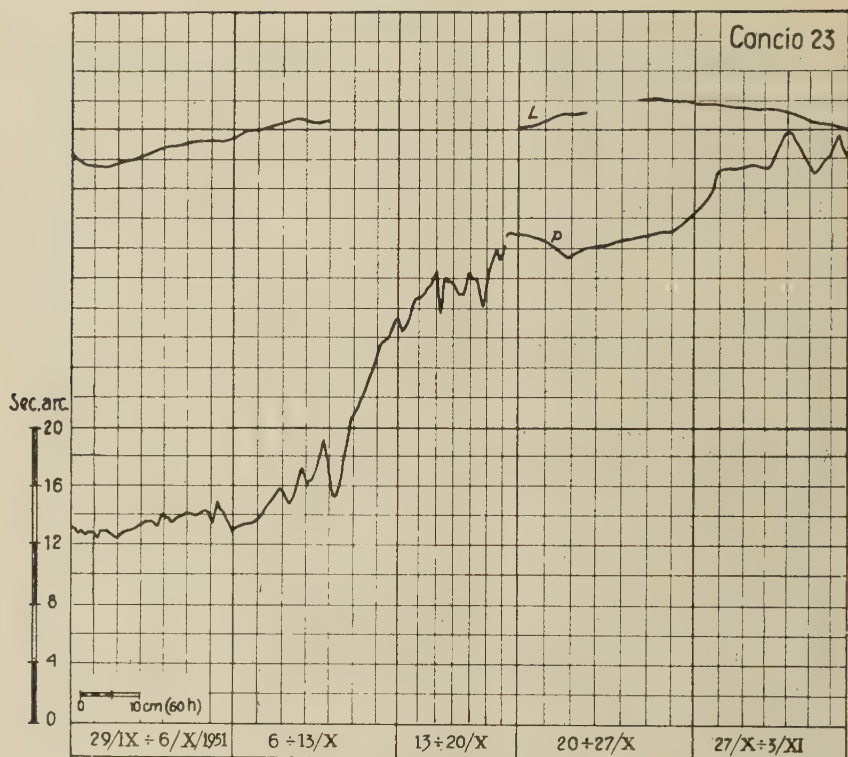


Fig. 32

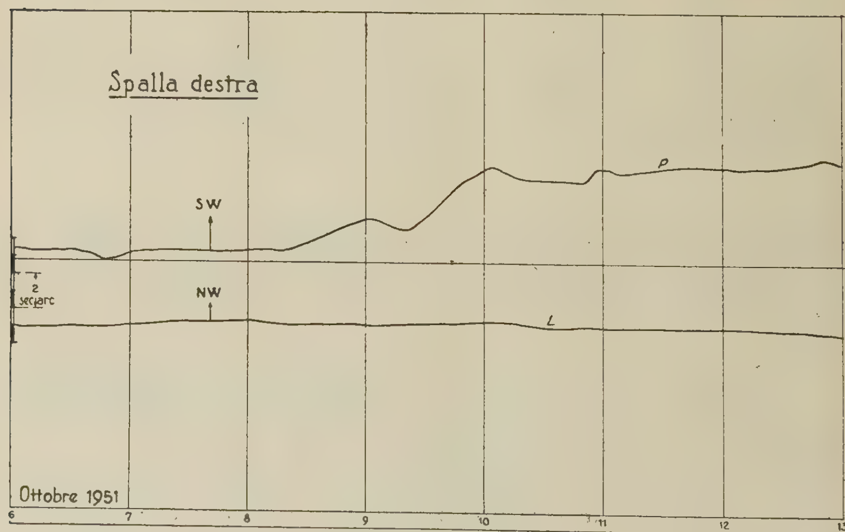


Fig. 32 bis



Fig. 33

Il concio XXIII ha avuto un analogo comportamento quasi esclusivo monte-valle, valle-monte con lieve componente verso la spalla destra. Lo svaso del 1951 trova il concio XXIII pressoché nella posizione di partenza.

Il concio XXIX, dopo un lieve spostamento monte-valle, ha accusato un deciso spostamento angolare verso la spalla destra; anche il concio XXIX riprende, al termine del secondo svaso, presso a poco la primitiva posizione.

La forte componente dello spostamento a destra del concio XXIX si spiega col fatto che tale concio è prossimo alla sponda destra del fiume: data la forma della diga (ad arco-gravità), è chiaro che una spinta centrale monte-valle, comporta per i conci laterali una sensibile componente verso le sponde.

La stazione clinografica sistemata in roccia nella spalla destra ha rivelato i movimenti accennati in d). Al termine del secondo svaso, la verticale apparente differiva in modo netto dalla direzione primitiva. Il sistema roccioso interessato dalla postazione clinografica ha quindi subito una *deformazione permanente*; sia pure di lieve entità. La spiegazione sembra ovvia. A differenza del calcestruzzo compatto dei conci, la spalla destra, cui la diga si appoggia, consiste di roccia fessurata, percorsa da vene d'acqua. Sotto la pressione dell'invaso, le piccole cavità vennero contratte, impedendo, al cessare della pressione, che il sistema roccioso riprendesse la primitiva posizione.

9. - *Confronto fra registrazioni clinografiche e registrazioni sismiche.*

Mi sono chiesto se le variazioni nell'intensità e nella frequenza delle piccole scosse registrate potevano avere qualche relazione con le analoghe variazioni nell'andamento dei fenomeni clinografici. Generalmente, si osserva una stretta relazione tra le più o meno rapide variazioni della verticale apparente e il numero e l'intensità delle scosse.

Le variazioni della verticale apparente corrispondono a flessioni, in un senso o nell'altro, dei conci della diga, entro i quali i clinografi funzionano.

Potrei citare numerosissimi esempi di una sorprendente corrispondenza fra anormale attività sismica e attività clinografica fuori del comune.

Mi limiterò ad alcuni dei più significativi.

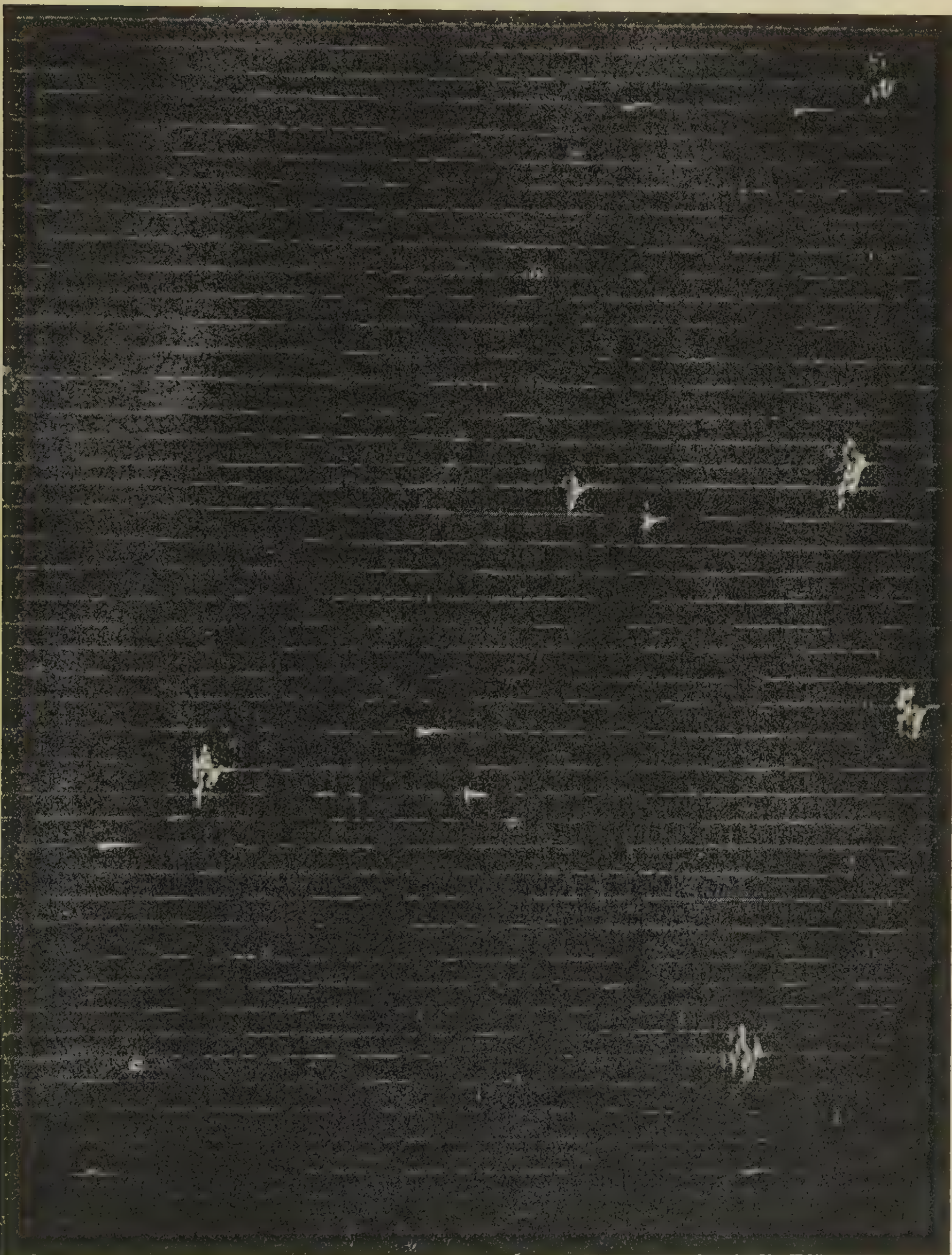


Fig. 34

La notevole attività sismica, per numero e intensità di scosse, verificatasi dai primi di Febbraio al Maggio 1951 è strettamente legata ai lenti movimenti dei conci della diga, quali vengono rivelati dalle registrazioni dei clinografi. Dal Dicembre 1950 al Febbraio 1951 i moti dei conci sono di lievissima entità. Ai primi di Febbraio 1951, quasi bruscamente, specie sul lato sinistro della diga (com'è provato dalle registrazioni clinografiche del concio XIV) (fig. 30), inizia una serie di relativamente rapide variazioni angolari, con generale tendenza valle-monte. È notevole il fatto che, specie per il concio XIV, dette inclinazioni dei conci verso il bacino (in fase di svuotamento), non avvengono in modo continuo, ma sono alternate da movimenti di reazione in senso contrario. È proprio in questo periodo che il numero e l'intensità delle scosse si fa particolarmente notevole: la seconda delle serie di scosse analizzate si riferisce appunto agli inizi di Febbraio. Non v'è dubbio che l'accentuata attività sismica va attribuita alla complessità ed ampiezza dei moti dei conci della diga, che nelle loro rapide escursioni di andata e ritorno venivano a creare nel sottosuolo le condizioni favorevoli alle piccole fratture e susseguenti scorrimenti.

Osserviamo ancora che, nel periodo accennato, il concio XXIII — e, presumibilmente, anche i conci limitrofi — accusa tutta una serie di movimenti rapidi, sovrapposti a quelli di più lungo periodo (fig. 31). Tali movimenti, naturalmente, hanno sottoposto le rocce entro cui sono infitti i conci, al tormento di continue brusche sollecitazioni, donde un'altra sorgente di piccoli scotimenti.

Un altro caratteristico periodo di eccezionale attività è quello legato alla fase di agitazione clinometrica, iniziatasi ai primi di Ottobre del 1951. Questa fase inizia, quasi bruscamente, il 6 Ottobre, sotto forma di una leggera flessione verso valle dei conci costituenti la parte destra della diga, com'è dimostrato dai clinogrammi dei conci XXIII, XXIX e della spalla destra, dove si è verificata una fuoruscita delle imagini dai registratori (fig. 32). Ebbene, proprio in quei giorni, con perfetta contemporaneità, si verifica una delle più eccezionali registrazioni di piccole scosse (figg. 9, 33, 34), d'un aspetto tutto particolare, che le contraddistingue da scosse di altra origine. Il movimento clinometrico, conseguente ad analogo movimento dei conci, riprende verso la metà di Ottobre e dura, quasi senza intervalli, fino al termine del 1951.

Collateralmente, permane intensa l'attività sismica, a testimonian-

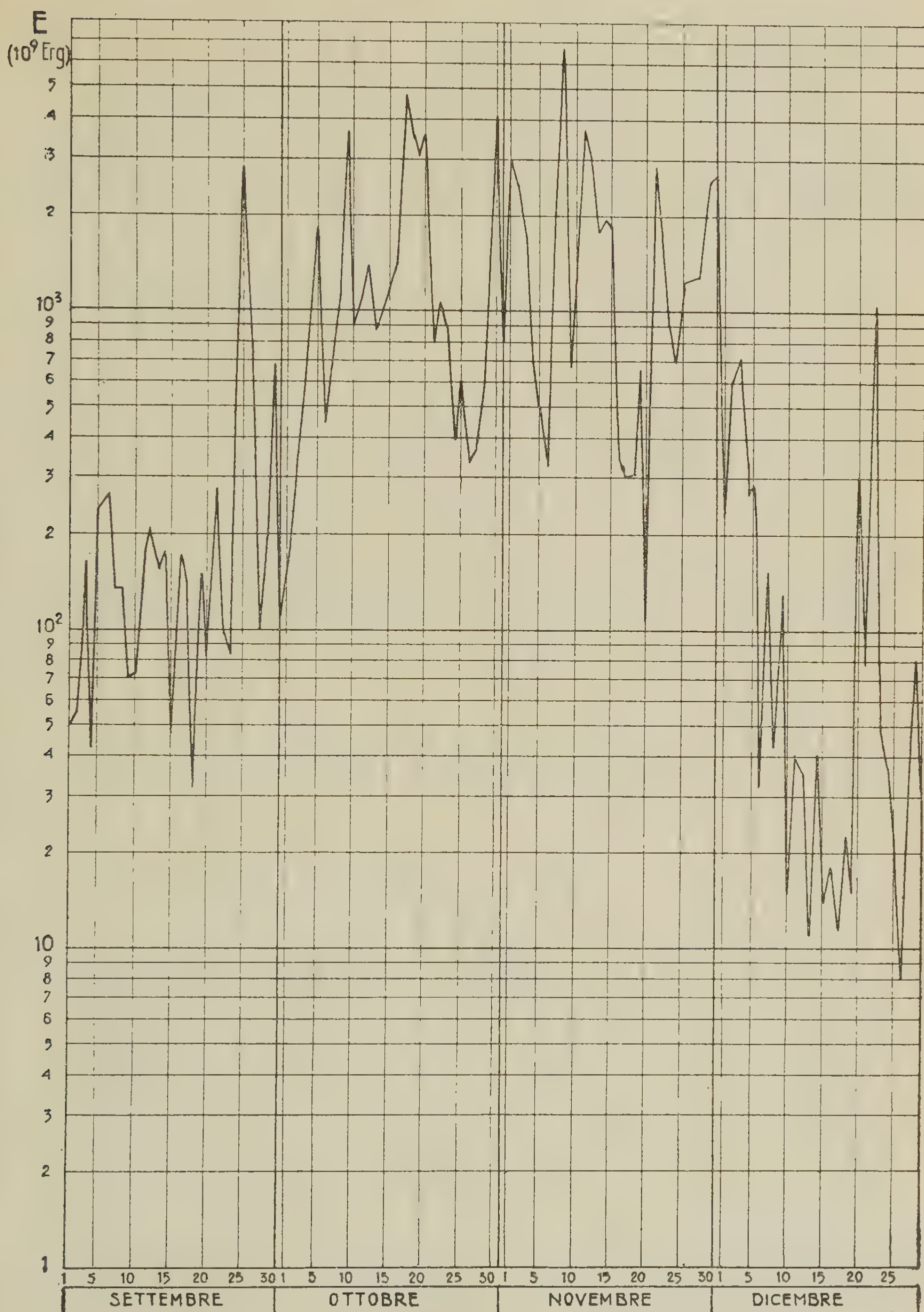


Fig. 36

za dell'intimo legame fra lenti movimenti dei conci e piccoli bruschi moti sismici (figg. 35, 36, 37).

È qui opportuno osservare che le scossette registrate hanno aspetto diverso, a seconda della loro provenienza. Se il loro epicentro è nell'interno del bacino, esse, anche se ampie, si smorzano rapidamente, limitandosi a poche oscillazioni, se invece si verificano alla base dei conci vicini alla stazione sismica, esse consistono in una lunga serie di rapidissime oscillazioni. Questo si spiega col fatto che il calcestruzzo dei conci (com'è stato provato nelle esperienze della diga del

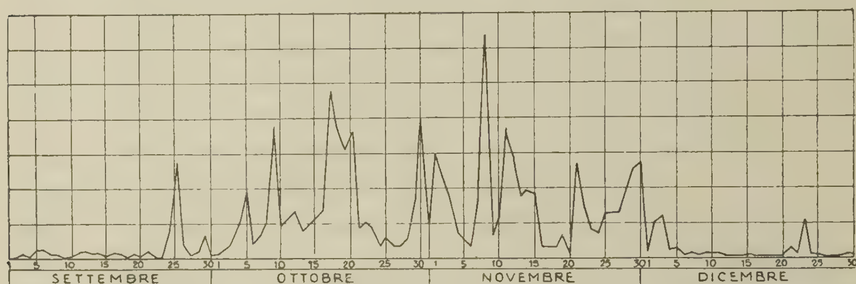


Fig. 37 - (In ordinata, un'unità vale 10^{12} erg).

Lumiei) conduce ed esalta queste rapidissime oscillazioni, rispetto alle quali i conci hanno un comportamento che presenta qualche analogia con i rebbi di un diapason.

10. - *Moti di diversa origine.* — I fotoclinografi registrano tutta una serie di movimenti — rapidi, lenti, periodici o aperiodici — la cui origine non è sempre facile da precisare. Darò qualche esempio.

Il 31 Dicembre 1950 la componente monte-valle del concio XXIII della grande diga cui si riferisce la maggior parte di queste osservazioni, sta registrando una lenta, lunga oscillazione, corrispondente ad un leggero aumento di pressione sulla diga, dalla parte del lago. Verso le 19^h dello stesso giorno, il clinometro della su detta componente (fig. 38) accusa un brusco movimento, nel senso corrispondente a diminuzione di pressione. Ciò costituisce l'inizio di tutta una serie di rapide oscillazioni irregolari, fra le quali figurano anche quelle di sesse uninodali (circa mezz'ora di periodo), miste ad altre aventi periodi di un'ora e più. Verso le 15,5 del 1-I-'51, si ha un brusco moto del clinometro in direzione monte-valle: le rapide, irregolari oscillazioni durano fino alle 18 ca. del 2-I-'51.

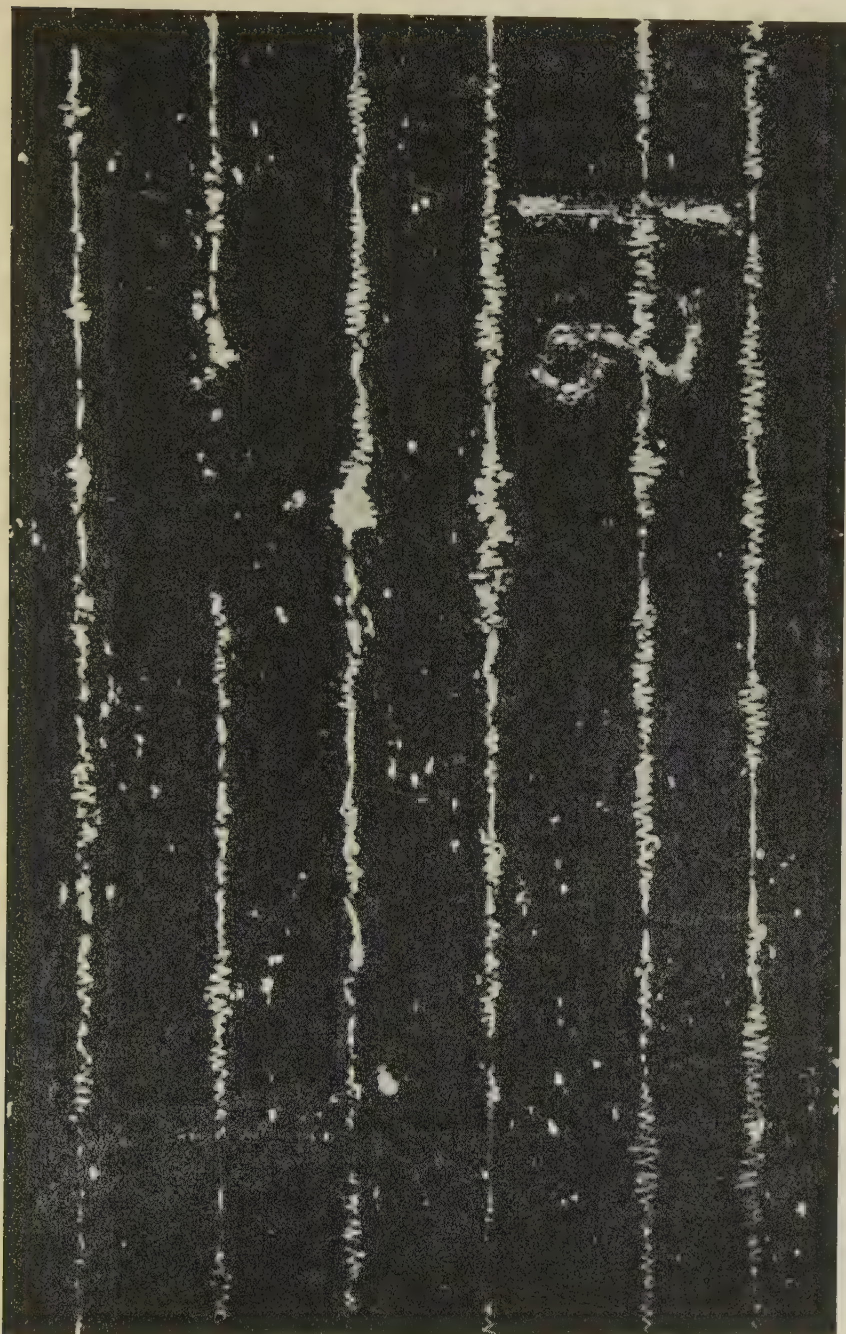


Fig. 42 - Rapide oscillazioni con periodo di 1/10 di sec ca.

L'andamento della pressione atmosferica è stato del tutto normale; alla pressione atmosferica non è quindi da attribuire il fenomeno osservato, a meno che un treno di micropulsazioni atmosferiche, non registrate dal barografo, non abbia messo in moto il bacino idrico. Il vento soffiava da *NNW*, con velocità moderata. I movimenti registrati non vanno però attribuiti al vento, sia perché soffiando da quella direzione avrebbe dovuto provocare un accumulo d'acqua verso la diga, sia perché con quella velocità e da quella direzione soffia sovente, senza determinare i movimenti in questione.

Di tali movimenti si hanno numerosi esempi, anche di molto vistosi.

Cito ancora dalle registrazioni ottenute nel concio XXIII, dove i clinografi hanno un registratore a lungo scorrimento, che consente una maggior risoluzione delle oscillazioni rapide. Particolarmente ricco di perturbazioni lente e rapide è stato il Febbraio 1951. Si osservi il tratto riprodotto dalla fig. 39 e più ancora, quello dato dalla fig. 40, dove i movimenti rapidi, irregolari appaiono veramente notevoli.

Molto spesso si registrano contemporaneamente oscillazioni irregolari, a periodo molto più lungo — di otto, dieci giorni — e che durano dei mesi. Talvolta, tali oscillazioni sembrano in relazione con analoghe oscillazioni termiche (p. es. concio XIV); ma, in genere, questo parallelismo non si riscontra (es. dall'8-I-1951, concio XXIII) e forse è più logico attribuirlo ad oscillazioni del blocco geodetico sopportante il tratto di diga interessato dai movimenti accennati.

I fotoclinografi registrano pure le piccole variazioni della verticale apparente, causate dalle oscillazioni libere (sesse) del lago: l'alternarsi dei massimi e dei minimi nelle ampiezze delle sesse, determina piccole variazioni di pressione sul fondo, che si tramutano, per la diga, in piccole variazioni della verticale apparente. Si tratta, naturalmente, di oscillazioni clinografiche di piccola ampiezza, e di periodi molto al di fuori dei periodi propri d'oscillazione dei conci della diga. La sessa uninodale del lago ha infatti un periodo dell'ordine di 25 minuti primi (fig. 9-11).

Altre registrazioni si ottengono presso la stazione sismica della grande diga in questione, registrazioni di interesse prevalentemente geofisico.

Noterò, fra esse, le numerosissime, estremamente rapide oscillazioni, registrate a centinaia in certe giornate del Dicembre 1951. Dette oscillazioni, aventi la forma complessiva di piccoli fusi, risultano di

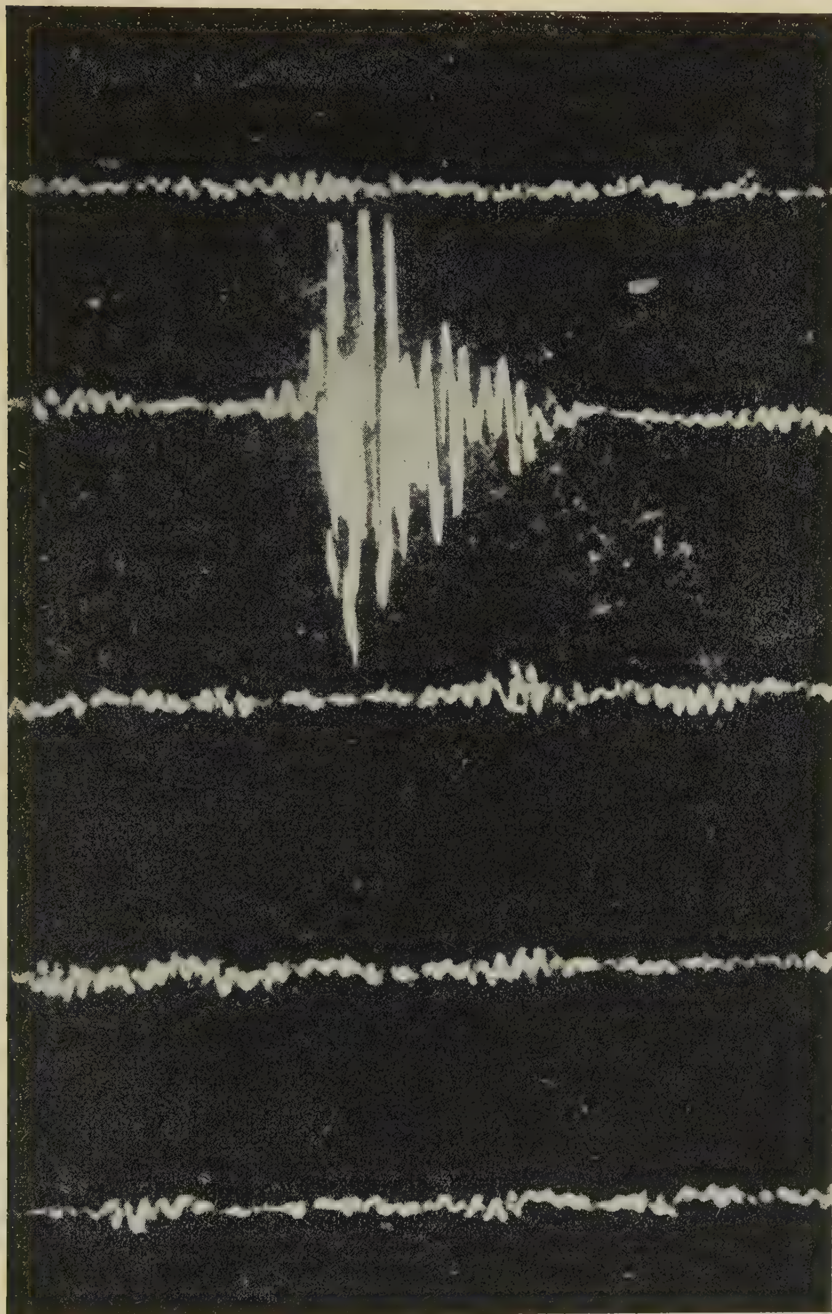


Fig. 43 - Agitazione microsismica con periodo di 1/10 di sec ca; esempio di scossettina.

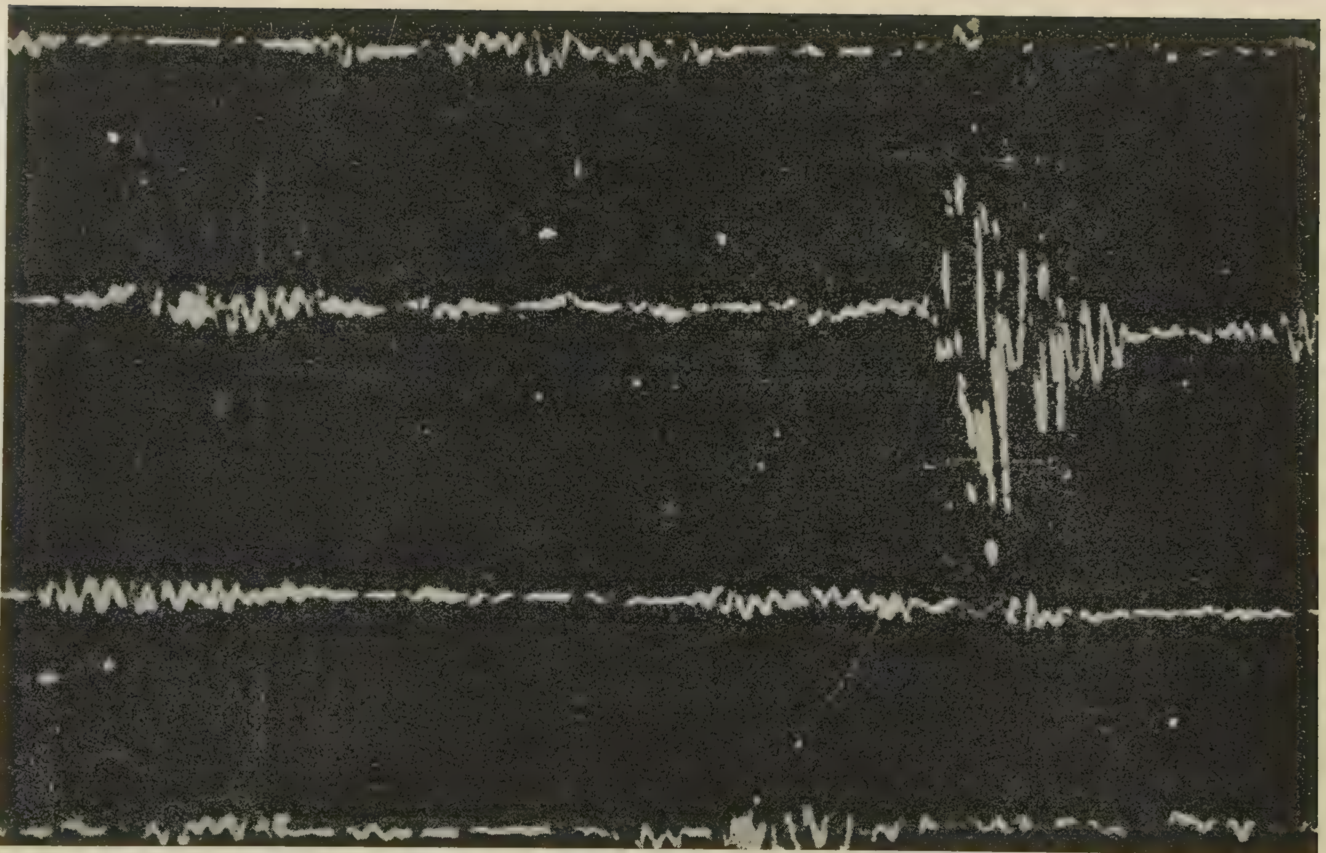


Fig. 44 - Agitazione microsismica: periodo 0,1 sec ca, e scossetta sismica.

vibrazioni talmente rapide, da non essere possibile risolverle nemmeno ingrandendole. Non esito ad attribuire queste vibrazioni — registrate quando la stazione era nella sua provvisoria sistemazione in riva al lago — a piccoli scotimenti comunicati alle rive delle crepe che, in certe giornate, si verificavano nel ghiaccio del lago gelato: è noto che le vibrazioni destate nel ghiaccio (« Biegewellen » dei tedeschi, « flexural waves » degli anglosassoni) sono generalmente di grandissima frequenza.

Un altro fenomeno di carattere vibratorio e di notevole interesse geofisico, è la registrazione di una minutissima agitazione microsismica, di causa ignota, che dura per intere settimane. È noto che col nome di agitazione microsismica si suole indicare quelle perturbazioni, periodiche o no, che interessano la crosta terrestre e non sono di origine propriamente sismica. Particolarmente studiata, nei suoi aspetti scientifici e pratici, è l'agitazione microsismica, legata alle vicende atmosferiche e, sopra tutto, al transito dei cicloni sugli oceani e sui mari interni. Tale agitazione, costituita da gruppi di oscillazioni con periodi varianti da 1 a 12 sec., a seconda della distanza del nucleo perturbante e alle condizioni geologiche degli strati attraversati, viene registrata in tutte le stazioni sismiche del mondo — dove più, dove meno — e presenta i suoi massimi durante la stagione invernale.

Il tipo d'agitazione di cui qui si tratta non rientra nella specie accennata. D'altronde, non può neppure essere attribuita al traffico, data la distanza delle grandi città, delle grandi linee di comunicazione e delle condizioni in cui si manifesta. Mi propongo di dedicare ad essa la mia attenzione, allo scopo di scoprire — se è possibile — le cause di questa minutissima agitazione (come risulta dalle figg. 42, 43, 44 essa ha un periodo dell'ordine di 1/10 di sec.). È essa in relazione con piccoli movimenti orogenetici in atto? È quanto le ricerche che ci proponiamo di fare potranno — speriamolo — chiarire.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Luglio 1953.

RIASSUNTO

Si espongono brevemente alcuni dei risultati raggiunti in un primo periodo d'osservazione geofisica (in particolare sismica e clinografica), di una grande diga di sbarramento per bacino idroelettrico. Da quanto viene esposto, risulta chiaro l'interesse di tali osservazioni con-

tinuate. Interesse scientifico, per i nuovi elementi che si possono trarre circa il comportamento di una grande diga, nei confronti della roccia a cui è ancorata e delle spinte cui viene sottoposta dalla parte del bacino, e per aver messo in evidenza che molte cause perturbanti non hanno relazione alcuna con la scienza delle costruzioni, essendo di pretta origine geofisica (come i movimenti dei blocchi geodetici). Interesse pratico non meno elevato, perché da una continua, pronta, sensibilissima azione di controllo, quale può essere quella esercitata da speciali sismografi e da fotoclinometri presso una grande diga, possono essere tempestivamente seguite eventuali, anche minime, flessioni e comunque evitati danni maggiori.

SUMMARY

Some of the results obtained in a first period of geophysical observation (in particular, seismic and clinographic) of a vast retention dam for a hydroelectric reservoir are briefly explained here. From the time that these results were first made known, the interest has been clear in such continuous observations. Of scientific interest are the following: any new information that one can extract with respect to the behavior of a large dam, the comparison of the rocks to which it is secured, and knowledge of the forces to which it is subjected on the part of the reservoir, and also that many perturbing causes have no relation to the science of construction, being of merely geophysical origin (such as the movements of geodetic crustal blocks). Of practical interest, not less important because they give a continuous, prompt, and very sensitive means of control, are the measurements given by special seismographs and photoclinometers placed near a great dam. Other measurements on minima and flexures can quite possibly be carried out with the avoiding of large scale damage.

BIBLIOGRAFIA

(1) CALOI P., *Attività sismica in Italia nel decennio 1930-39*. In Appendice: *Edilizia asismica e reazioni degli edifici e del sottosuolo alle sollecitazioni sismiche*. Felice Le Monnier, Firenze 1942 (137 pagg., 42 figg. nel testo e 72 tav. fuori testo).

(2) CALOI P., *Interpretazioni geofisiche di misure geodetiche*. Annali di Geofisica, IV (1951).

(3) CALOI P., *Il pendolo orizzontale come clinometro*. Annali di Geofisica, III (1950).

SU ALCUNE ANOMALIE DELLA FREQUENZA CRITICA IONOSFERICA DURANTE UN'ECLISSE DI SOLE

Guglielmo Zanotelli

Le eclissi di sole offrono alcune possibilità di studiare l'andamento della concentrazione degli elettroni liberi nella ionosfera in corrispondenza alle variazioni dell'agente ionizzante solare. Queste possibilità furono già nel passato messe a profitto da diversi autori, specie per lo studio dello strato $F2$ che è quello per cui permangono ancor oggi le maggiori incertezze circa la correlazione degli elementi interessati. Ci sembra perciò non privo di interesse di apportare con il presente lavoro un contributo alla questione, esponendo i risultati dei sondaggi ionosferici eseguiti presso la sede dell'Istituto Nazionale di Geofisica in Roma nel corso dell'eclisse di sole del 25 febbraio 1952.

In Roma l'eclisse si presentava come molto parziale, di grandezza 0,27 in diametri al suolo, e 0,21 circa alla quota di 250 km, corrispondente ad una occultazione massima di poco più di un decimo della superficie solare. Purtuttavia il suo influsso si è rivelato non trascurabile nelle registrazioni ionosferiche, sì da permetterci di dedurre alcune considerazioni sull'origine del ritardo con cui la diminuzione di concentrazione elettronica si presenta rispetto alla fase massima dell'eclisse, e dell'apparente variazione del coefficiente di ricombinazione nel corso della stessa.

L'apparecchiatura radioelettrica usata esplorava automaticamente nel giro di 20″ la gamma di frequenze comprese fra 1,7 e 18 Mc, e registrava fotograficamente gli echi ionosferici. I valori delle frequenze critiche f dedotte dalle registrazioni del giorno dell'eclisse sono riportate in funzione del tempo t nella fig. 1 per lo strato $F2$ che è quello che a noi particolarmente interessa, mentre con la linea tratteggiata si è indicato l'andamento medio della frequenza critica f_0 ricavata dalle registrazioni dei giorni immediatamente precedenti e seguenti quello dell'eclisse.

Siccome ai fini dell'interpretazione interessa osservare non tanto l'andamento della frequenza critica per se stessa nel corso dell'eclisse, quanto in relazione ai valori medi della stessa nei giorni precedenti

e seguenti, si è costruito il diagramma (fig. 2) dell'andamento della funzione $(f/f_0)^2$; stante la proporzionalità della concentrazione elettronica ionosferica al quadrato della frequenza critica, tale funzione equivale al rapporto n/n_0 fra le rispettive concentrazioni elettroniche n al momento dell'eclisse, ed n_0 media nei giorni precedenti e seguenti. Con questo accorgimento si sono praticamente depurati i risultati dall'influenza della variabile altezza del sole per le varie ore della giornata. La curva tratteggiata nella stessa fig. 2 rappresenta l'area solare scoperta nel corso dell'eclisse in percento dell'area totale del disco solare, per la quota di 250 km.

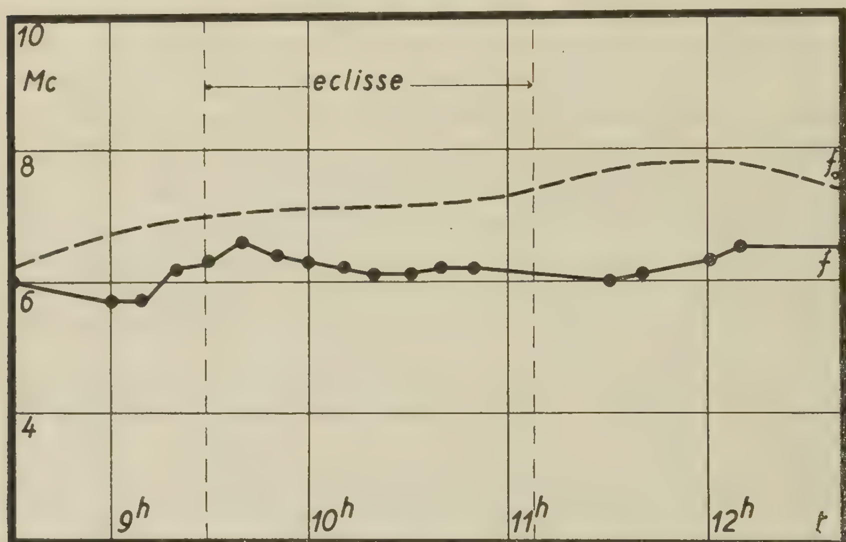


Fig. 1 - La frequenza critica f durante l'eclisse di sole in confronto con quella f_0 media nei giorni precedenti e seguenti l'eclisse.

Dall'esame della fig. 2 risulta che la concentrazione elettronica scende al disotto del valore medio già un paio d'ore prima dell'inizio dell'eclisse, e segna un minimo netto circa 20′ avanti il primo contatto, con una altezza virtuale di 230 km. Un nuovo minimo si riscontra in corrispondenza alla fase massima dell'eclisse, ed un altro infine sul finire di questa in una posizione che però non può essere determinata con esattezza per la mancanza di alcuni punti della registrazione, ma localizzabile con certezza poco oltre l'ultimo contatto. L'altezza virtuale in corrispondenza a questi altri minimi di frequenza critica fu di 250 km.

Se ci riferiamo alla equazione che lega la concentrazione elettronica n con il numero q di elettroni prodotti per unità di volume e di tempo, e con quello r rispettivamente di elettroni eliminati,

$$\frac{dn}{dt} = q - r, \qquad [1]$$

essendo in corrispondenza ad un minimo $dn/dt = 0$ deve aversi per l'equilibrio

$$q = r. \qquad [2]$$

Esaminando in fig. 1 la curva dell'andamento medio della frequenza critica nei giorni non di eclisse, si riscontra che in corrispondenza all'ora della fase massima tale curva decorre quasi orizzontale, ed ivi potrà supporsi che per la corrispondente concentrazione elettronica sia $dn_0/dt = 0$; quindi

$$q_0 = r_0 \qquad [3]$$

essendosi contrassegnate con l'indice zero le grandezze in assenza di eclisse.

Viene generalmente ammesso che il numero q di elettroni prodotti sia proporzionale all'area scoperta S del disco solare, e che gli elettroni siano sottratti alla ionosfera in virtù del processo di ricombinazione, per cui $r = \alpha\, n^2$, ove α è il coefficiente di ricombinazione. Dividendo membro a membro le [2] e [3] si ottiene allora

$$\frac{q}{q_0} = \frac{r}{r_0} \qquad [4]$$

cioè

$$\frac{S}{S_0} = \frac{\alpha\, n^2}{\alpha_0\, n_0^2} = \frac{\alpha\, f^4}{\alpha_0\, f_0^4}. \qquad [5]$$

Per la fase massima della nostra eclisse è circa $S/S_0 = 0{,}89$ e corrispondentemente $n/n_0 = 0{,}73$: per la precedente dovrebbe ammettersi che forse $\alpha/\alpha_0 = 1{,}7$, cioè che il coefficiente di ricombinazione fosse aumentato rispetto al normale di circa il 70%. È bensì vero che si potrebbe introdurre come causa di diminuzione della concentrazione elettronica oltre il processo di ricombinazione anche la cattura

degli elettroni da parte di molecole o di atomi (1); ciò equivarrebbe a porre $r = a n^2 + bn$. Tuttavia anche in questo caso si dovrebbero supporre diversi i valori dei coefficienti a, b, in presenza od in assenza di eclisse, per giustificare il valore trovato 0,73.

Non mancano certo le ragioni per spiegare la variazione di un coefficiente che in realtà si dovrebbe supporre costante, quale quello di ricombinazione. Tuttavia le considerazioni che ora svolgeremo circa

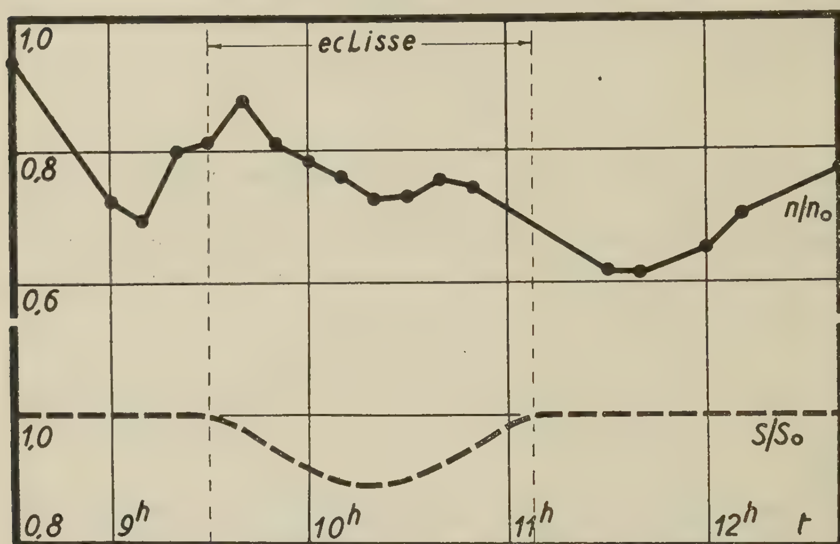


Fig. 2 - Il rapporto fra la concentrazione elettronica n durante l'eclisse ed n_0 media nei giorni precedenti e seguenti in confronto alla percentuale di superficie solare scoperta.

il minimo che presenta la funzione n/n_0 in corrispondenza al finire dell'eclisse sembrano indurci a rivolgere la nostra attenzione piuttosto alla funzione q che non alla r. Infatti si tratta in quest'ultimo caso di interpretare non solo il significato della diminuzione della concentrazione elettronica che si presenta al termine dell'eclisse, ma anche di spiegare l'origine di un ritardo così notevole rispetto al massimo occultamento della superficie solare. Si noti che tale ritardo si riscontra oltre che nelle nostre registrazioni, anche nei rilevamenti ionosferici di altri autori (2) (3) in corrispondenza di eclissi solari.

Pure nel punto di minimo che ora consideriamo deve verificarsi per l'equilibrio, almeno approssimativamente la [4]; se si volesse però assumere ancora il numero degli elettroni prodotti come proporzionale alla superficie solare scoperta, si dovrebbe prendere ormai uguale ad

uno il primo membro di tale relazione, e quindi, ammettendo agente la sola ricombinazione, essendo ora n/n_0 uguale a circa 0,6, si perverrebbe ad un rapporto $\alpha/\alpha_0 = 2{,}7$ circa. Poiché l'altezza virtuale dello strato $F2$ desunta dalle registrazioni in corrispondenza a questo minimo coincide con quella per il minimo centrale, a questo elemento non può pertanto attribuirsi la forte variazione del coefficiente di ricombinazione.

Per renderci ragione di come possano svolgersi i fatti, riflettiamo che le cause di eliminazione degli elettroni dalla ionosfera sono in generale interne a questa, anzi locali e ristrette attorno al punto considerato, come appunto la ricombinazione degli elettroni, la cattura di questi da parte di molecole o da atomi, e simili. Quale influsso potrebbe dunque avere su queste cause locali l'eclisse dopo un'ora circa dalla sua fase massima, e quando la superficie solare è di nuovo completamente scoperta? In qual modo potrebbe giustificarsi la forte variazione del coefficiente di ricombinazione per i due minimi ora esaminati con un ipotetico effetto dell'eclisse?

Sembra senz'altro più logico ammettere che il ritardo con cui si presenta la variazione della concentrazione elettronica sia da imputare alla stessa causa da cui la q deriva, causa esterna alla ionosfera ed estranea perciò ad ogni circostanza locale di questa. Ciò equivale a supporre la q/q_0 non coincidente con la S/S_0; o quanto meno ad identificarla con una S/S_0 ritardata di un conveniente intervallo di tempo: tuttavia se quest'ultima ammissione può valere a spiegare il minimo che si riscontra sul finire dell'eclisse, di alcun ausilio ci sarebbe per l'interpretazione di quel minimo che nelle nostre registrazioni appare ancor prima dell'inizio di quella.

Siamo perciò naturalmente orientati a mettere in relazione la q con qualche causa, capace di indurre la produzione di elettroni ionosferici, localizzata in zone esterne alla parte visibile del disco solare: l'occultamento di tali zone da parte della luna potrebbe essere la causa dei due minimi estremi; potrebbe altresì contribuire, insieme con l'occultamento di una porzione della superficie solare visibile, al minimo centrale, rendendo ragione del valore sperimentalmente riscontrato nella diminuzione di concentrazione elettronica, senza ricorrere ad un fittizio aumento del coefficiente di ricombinazione.

Questa conclusione cui siamo pervenuti ragionando sugli elementi tratti dalle nostre registrazioni viene corroborata dalle circostanze che si presentarono per le eclissi solari del 4 e 5 febbraio 1943, 1° agosto 1943 e 25 gennaio 1944; tali eclissi furono studiate da Wells e

Shapley ([2]) e presentarono minimi della frequenza critica all'inizio e sul finire dell'eclisse, che gli stessi autori ritennero poter essere messi in relazione ad una concorrente attività solare, e specialmente a zone luminose della corona.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Giugno 1953.

RIASSUNTO

Si espongono i risultati dei sondaggi ionosferici eseguiti in Roma durante l'eclisse parziale di sole del 25 febbraio 1952, dai quali risultarono tre minimi della concentrazione elettronica, uno prima dell'inizio dell'eclisse, uno in corrispondenza alla fase massima ed uno sul finire dell'eclisse stessa. Si mostra che ammettendo la causa dei due minimi estremi come localizzata in zone esterne alla parte visibile del disco solare, si può dar ragione dell'altrimenti inesplicabile ritardo dell'ultimo minimo rispetto all'eclisse visibile, e si può interpretare nel contempo la forte variazione apparente del coefficiente di ricombinazione per gli elettroni ionosferici.

SUMMARY

The results of the ionospheric soundings carried out in Rome during the partial eclipse of the sun of February 25, 1952 are presented here. Three minima were found in the electronic concentration; one before the biginning of the eclipse, one for the maximum phase, and one at the end of the eclipse. It is shown, admitting that the cause of the two extreme minima is to be found in the external zone of the visible part of the solar disk, that one can explain the otherwise inexplicable retard of the last minimum with respect to the visible eclipse, and one can interpret, at the same time, strong apparent variation in the coefficient of recombination of the ionospheric electrons.

BIBLIOGRAFIA

(1) Cfr. S. N. Ghosh, *Proc. Nat. Inst. Sci. of India*, 10, 333, 1944.
(2) H. W. Wells e A. H. Shapley, *Terr. Magn.* 51, 401, 1946.
(3) H. W. Wells, *Journ. Geoph. Res.* 57, 291, 1952.

SULLE PROPRIETÀ ELASTICHE DEL MANTELLO INTERNO DELLA TERRA

P. E. Valle

Introduzione. — L'ipotesi che lo strato D del mantello della Terra sia sostanzialmente uniforme e che nello strato la distribuzione della temperatura si avvicini alla distribuzione adiabatica, è stata recentemente avvalorata dalle ricerche di F. Birch [1].

Queste ricerche hanno inoltre posto in evidenza che i materiali che costituiscono lo strato D, presentano, a pressione zero, un'elasticità tanto elevata da non poter essere identificati con nessuno dei comuni silicati. In particolare viene esclusa la possibilità che tali materiali possano essere identificati con l'olivina.

L'elasticità dello strato D è peraltro confrontabile con la elasticità di alcuni ossidi come MgO, Al_2O_3, TiO_2, la cui densità è inoltre assai prossima alla densità dello strato a pressione zero, ottenuta per estrapolazione dal modello A di K. E. Bullen.

Questo fatto ha indotto F. Birch a ritenere che lo strato D sia costituito da ossidi di magnesio, silicio e ferro, in fasi di alta pressione, aventi una struttura analoga a quella degli ossidi sopracitati.

Nello strato C si avrebbero graduali cambiamenti di fase o di materiale, oppure, contemporaneamente, di fase e materiale.

Le ricerche di Birch si basano sulla teoria delle deformazioni finite, sui dati di laboratorio di P. W. Bridgman e sui valori delle onde sismiche di H. Jeffreys [4]. Si ammette poi, in accordo con tutte le moderne distribuzioni della densità nell'interno della Terra, che il campo gravitazionale abbia, nello strato D, un valore praticamente costante.

La valutazione dell'elasticità dello strato D a pressione zero, viene effettuata da F. Birch mediante il calcolo, a tale pressione, del rapporto

$$\Phi = \frac{K_S}{\varrho} = v^2_l - \frac{4}{3} v^2_t \qquad [1]$$

in cui K_S è l'incompressibilità adiabatica, ϱ la densità, v_l e v_t le velocità delle onde sismiche longitudinali e trasversali, rispettivamente.

TABELLA I

h km	v_l km/sec	v_t km/sec	ϱ g/cm^3
1000	11,42	6,36	4,68
1200	11,71	6,50	4,80
1400	11,99	6,62	4,91
1600	12,26	6,73	5,03
1800	12,53	6,83	5,13
2000	12,79	6,93	5,24
2200	13,03	7,02	5,34
2400	13,27	7,12	5,44
2600	13,50	7,21	5,54
2800	13,64	7,30	5,63

Allo scopo di ottenere maggiori informazioni sulle proprietà elastiche dello strato D, in questa nota, mediante la teoria classica dei solidi, si calcola separatamente il valore delle velocità delle onde sismiche longitudinali e trasversali, a pressione zero e alla temperatura della sommità dello strato. Vengono altresì calcolati i valori di alcuni parametri per il confronto con i risultati di F. Birch.

La distribuzione della densità corrispondente al modello A di K. E. Bullen (2-3) e le velocità delle onde sismiche di H. Jeffreys (4) costituiscono i dati di partenza. Questi dati sono contenuti nella tabella I.

Valore del parametro di Grüneisen alla sommità dello strato D. — Lo strato D si trova molto probabilmente ad una temperatura superiore alla temperatura di Debye, il cui valore medio nello strato può essere valutato circa 1000 °C. Ora ad una temperatura vicina ai 1000 °C il calore specifico degli ossidi accennati nel precedente paragrafo e dei silicati è molto prossimo al valore classico dei cristalli ionici (1). Pertanto le velocità isoterme delle onde elastiche longitudinali e trasversali, sono date rispettivamente dalle espressioni (5)

$$v_l = v_{1l}\left(\frac{\varrho_1}{\varrho}\right)^{1/3} e^{\gamma_{1l}\left(1-\frac{\varrho_1}{\varrho}\right)} \qquad [2]$$

$$v_t = v_{1t}\left(\frac{\varrho_1}{\varrho}\right)^{1/3} e^{\gamma_{1t}\left(1-\frac{\varrho_1}{\varrho}\right)} \qquad [3]$$

nelle quali l'indice 1 contrassegna il valore delle grandezze alla som-

mità dello strato. Tale sommità verrà assunta, convenzionalmente, alla profondità di 1000 km.

La velocità isoterma delle onde trasversali coincide con la velocità adiabatica, mentre per le onde longitudinali risulta

$$(v_l)_S \simeq (v_l)_T \left(1 + \frac{5}{18}\alpha\gamma T\right) \qquad [4]$$

In questa relazione α è la dilatazione termica, γ il parametro di Grüneisen e T la temperatura assoluta. Dato che α è dell'ordine di 10^{-5} e γ è compreso fra 1 e 2, tenuto conto che la temperatura media nello strato D è quasi sicuramente inferiore ai 5000 °K, in prima approssimazione si potrà ritenere

$$(v_l)_S \simeq (v_l)_T$$

La [2] e la [3] possono essere scritte nella forma

$$log\frac{v_l}{v_{1l}} + \frac{1}{3}log\frac{\varrho}{\varrho_1} = \gamma_{1l}\left(1 - \frac{\varrho_1}{\varrho}\right) \qquad [2']$$

$$log\frac{v_t}{v_{1t}} + \frac{1}{3}log\frac{\varrho}{\varrho_1} = \gamma_{1t}\left(1 - \frac{\varrho_1}{\varrho}\right) \qquad [3']$$

Sostituendo in queste relazioni i valori di v_l, v_t e ϱ contenuti nella tabella I, si ottengono due sistemi di equazioni nelle incognite γ_{1l}, γ_{1t}, rispettivamente.

La soluzione dei due sistemi, effettuata col metodo dei minimi quadrati, ha fornito

$$\gamma_{1l} = 1{,}421 \pm 0{,}006$$
$$\gamma_{1t} = 1{,}169 \pm 0{,}004 \qquad [5]$$

Ricordando che il parametro di Grüneisen è dato da ([5])

$$\gamma = \frac{\gamma_l + 2\gamma_t}{3} \qquad [6]$$

risulta

$$\gamma_1 = 1{,}253 \qquad [7]$$

Valore della densità dello strato D a pressione zero e alla temperatura della sommità dello strato. — Questo valore può essere facil-

mente ottenuto dall'equazione di stato [5]

$$p - p_1 = K_{1T}\, e^{2\Gamma} (2\,\Gamma)^{1/3} \left[F\left(\frac{\varrho}{2\,\Gamma\,\varrho_1}\right) - F\left(\frac{1}{2\,\Gamma}\right) \right] + \qquad$$

$$+ \frac{3\,R\,\gamma_1\,\varrho_1}{A} (T - T_1) \qquad [8]$$

nella quale

$$\Gamma = \gamma_{1l} + \frac{a^2{}_1}{1 - a^2{}_1} (\gamma_{1l} - \gamma_{1t}) \qquad [9]$$

con

$$a^2{}_1 = \frac{4}{3} \frac{v^2{}_{1t}}{v^2{}_{1l}}$$

In base ai risultati del paragrafo precedente si ha

$$\Gamma = 1{,}600 \qquad [10]$$

Posto quindi nella [8] $p = 0$, $p_1 = 0{,}392$ megabars, come risulta dal modello A di K. E. Bullen [2-3], $K_{1T} \simeq K_{1S} = 3{,}579$ megabars, $T = T_1$, $\varrho = \varrho_o$, risolvendo si ottiene

$$\varrho_o = 4{,}07\ g/cm^3 \qquad [11]$$

Valori delle velocità delle onde elastiche nello strato D a pressione zero e alla temperatura della sommità dello strato. — Introducendo nella [2] e nella [3] i valori di γ_{1l}, γ_{1t}, v_{1l}, v_{1t}, ϱ_1 e ϱ_o, si ottengono le velocità delle onde elastiche, nei materiali che costituiscono lo strato D, a pressione zero e alla temperatura della sommità dello strato. Indicando con v_{0l} e v_{0t} queste velocità, risulta

$$v_{0l} = 9{,}67\ \text{km/sec}$$
$$v_{0t} = 5{,}59\ \text{km/sec} \qquad [12]$$

Il coefficiente di Poisson σ e il rapporto Φ sono dati quindi da

$$\sigma_0 = 0{,}25 \qquad [13]$$

$$\Phi_0 = 51{,}8\ (\text{km/sec})^2 \qquad [14]$$

Ricordando poi che $\gamma\,\varrho =$ costante, si ha

$$\gamma_0 = 1{,}44 \qquad [15]$$

Nella fig. 1 viene mostrato l'andamento delle velocità delle onde longitudinali e trasversali nello strato D, in funzione della densità. Le curve sono state calcolate mediante la [2] e la [3], mentre i punti rappresentano i dati della tabella I.

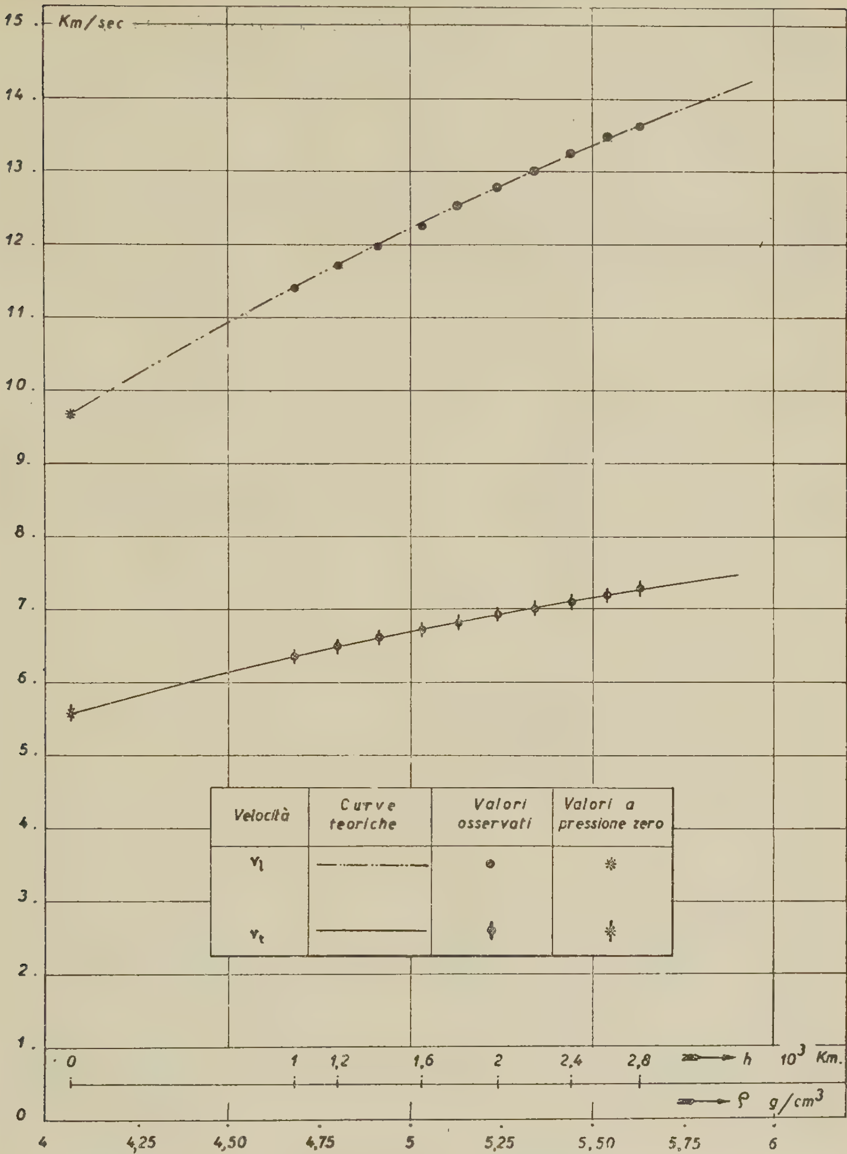


Fig. 1 - Velocità delle onde sismiche nello strato *D* del mantello della Terra in funzione della densità.

La funzione $1 - g^{-1}\ d\,\Phi/dr$ *nello strato D.* — F. Birch ha mostrato che questa funzione, la quale è stata considerata per la prima volta da K. E. Bullen (6), può essere posta nella forma (1)

$$1 - g^{-1}\frac{d\Phi}{dr} = \left(\frac{\partial K_T}{\partial p}\right)_T + \alpha\gamma T A + (\alpha\gamma T)^2 B + \alpha\Phi\tau g^{-1} C \qquad [16]$$

nella quale τ è la differenza tra il gradiente attuale di temperatura e il gradiente adiabatico, g il campo gravitazionale e A, B e C sono funzioni di parametri adimensionali.

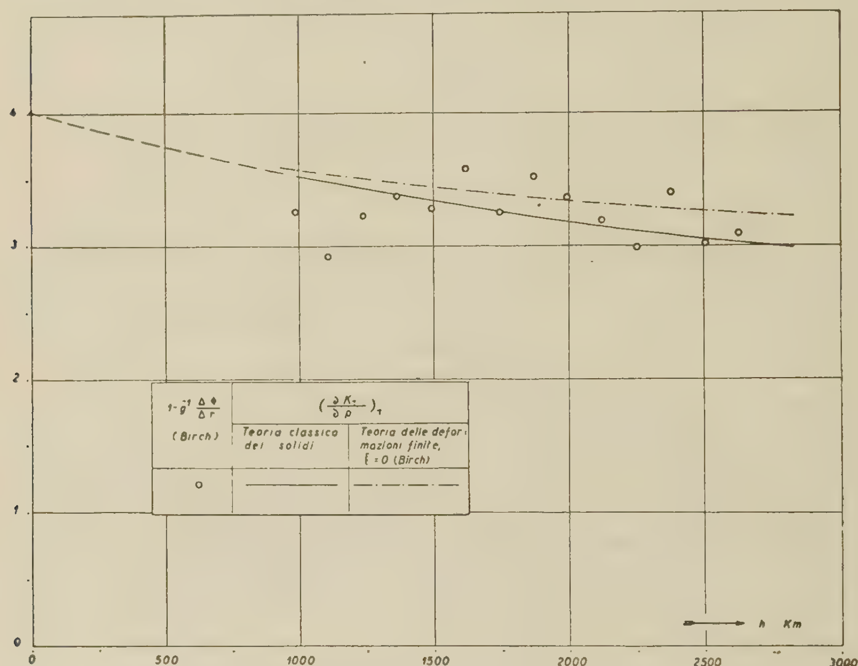


Fig. 2 - La funzione $1 - g^{-1}\dfrac{\Delta\Phi}{\Delta r}$ nello strato *D* del mantello della Terra.

Il termine più importante a secondo membro della [16] è il primo, il quale, in base alla teoria classica dei solidi, è espresso dalla relazione (5)

$$\left(\frac{\partial K_T}{\partial p}\right)_T = \frac{1}{3} + 2\Gamma\frac{\rho_1}{\rho} \qquad [17]$$

Nella fig. 2 è riportato l'andamento di $(\partial K_T/\partial p)_T$, in funzione della profondità, calcolato con i dati della tabella I mediante la [17], nella quale si è posto $2\Gamma = 3{,}2$. La figura contiene inoltre l'analogo andamento ottenuto da F. Birch dalla teoria delle deformazioni finite

e i valori di $1 - g^{-1} \Delta p / \Delta r$ calcolati dallo stesso Birch con le velocità di H. Jeffreys, assumendo $g = 10^3$ cm/sec^2.

Confronto con i risultati di F. Birch. — Il confronto tra i valori di vari parametri calcolati da F. Birch e quelli ottenuti nei precedenti paragrafi, viene effettuato nella tabella II.

La velocità delle onde longitudinali e trasversali a pressione zero contenute nella tabella II, sebbene si riferiscano alla densità corrispondente alla temperatura della sommità dello strato, non si riscontrano in nessuno dei comuni silicati ([7-8]).

Questo risultato convalida quello ottenuto precedentemente da F. Birch mediante la teoria delle deformazioni finite.

Peraltro il valore regolare del coefficiente di Poisson trovato a pressione zero, mostra che i materiali che costituiscono lo strato *D* non presentano, a tale pressione, alcuna proprietà elastica eccezionale. Rimane però aperta la questione della composizione e struttura dello strato *D*, sebbene il suggerimento di F. Birch che esso sia costituito da ossidi di magnesio, silicio e ferro in fasi di alta pressione, costituisca una base di ricerca.

TABELLA II

Parametri relativi allo strato D *a pressione zero* *

Parametro e unità	Teoria dei solidi e Modello A	Teoria delle deformazioni finite (Birch)
Φ_0 (km/sec)^2	51,8	51
ϱ_0 (g/cm^3)	4,07	4 (Modello A)
Bulk modulus (megabars)	2,11	2,04
γ_0 (adimensionale)	1,44	1,47
$(\partial K_T \partial p)_T$ (adimensionale)	4,01	4,00
v_{ol} (km/sec)	9,67	—
v_{ot} (km/sec)	5,59	—
σ_0 (adimensionale)	0,25	—
μ_0 (megabars)	1,27	—
E_0 (megabars)	3,17	—

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Settembre 1953.

(*) I valori ottenuti mediante la teoria dei solidi si riferiscono alla temperatura della sommità dello strato, mentre i valori ottenuti da Birch mediante la teoria delle deformazioni finite si riferiscono alla temperatura media dello strato.

RIASSUNTO

Mediante la teoria classica dei solidi vengono calcolate le velocità delle onde elastiche, nello strato D *dell'interno della Terra, a pressione zero e alla temperatura della sommità dello strato.*

Si è ottenuta una velocità pari a 9,67 km/sec per le onde longitudinali e pari a 5,59 km/sec per le onde trasversali.

Nessuno dei comuni silicati presenta velocità così elevate.

Questo risultato è in eccellente accordo con le ricercha effettuate da F. Birch.

SUMMARY

The velocities of elastic waves in the D *layer of the Earth at zero pressure and at the temperature of the top of the layer are calculated by means of the classical theory of solids.*

These velocities are found to be 9,67 km/sec for longitudinal waves and 5,59 km/sec for shear waves.

None of the experimental values of wave velocities in common silicates satisfies the requirements for layer D.

This results are in excellent agreement with the results obtained by F. Birch.

BIBLIOGRAFIA

(1) Birch F., *Elasticity and costitution of Earth's interior.* J. Geophys. Res. 57, 227-286 (1952).

(2) Bullen K. E., *The problem of the Earth's density variations.* Bull. Seism. Soc. Am. 32, 19-29 (1942).

(3) Bullen K. E., *Introduction to the theory of seismology.* Cambridge, University Press (1947).

(4) Jeffreys H., *The time of* P, S *and* SKS *and the velocities of* P *and* S. Geophys. Suppl. 4, 498-533 (1939).

(5) Valle P. E., *Una equazione di stato per i solidi.* Annali di Geofisica, 6, 183-197 (1953).

(6) Bullen K. E., *Compressibility - pressure hipotesis and the Earth's interior.* Geophys. Suppl. 5, 355-368 (1949).

(7) Birch F., *Handbook of physical constants.* Geol. Soc. Am. Special papers (1950).

(8) Gutenberg B. (Editor), *Internal constitution of the Earth.* Dover Publications (1951).

PRIME MISURE SULLA RADIOATTIVITÀ DELLE PRECIPITAZIONI ATMOSFERICHE (*)

L. SANTOMAURO - A. CIGNA

Apparecchiatura strumentale. — I rilevamenti della radioattività furono compiuti con un contatore di Geiger-Müller sensibile alle radiazioni beta e gamma.

L'apparecchio consiste in un alimentatore ad *AT* e in un amplificatore a *BF* con alimentazione separata. Per l'alimentazione ad *AT* è stata adoperata una raddrizzatrice a due semionde, la 5*T*4, collegata con le placche in parallelo.

Per il livellamento della corrente raddrizzata si sono impiegati due condensatori a carta da 0.25 μF-1500 VL collegati in serie con due resistenze da 5 $M\Omega$ ciascuna, in parallelo, per assicurare una uniforme ripartizione del carico ai terminali dei condensatori di filtro. Per avere la regolazione della tensione negativa d'uscita una delle due resistenze è stata sdoppiata in un potenziametro da 2 $M\Omega$ e in una fissa da 3 $M\Omega$.

Nell'amplificatore a *BF* sono stati impiegati due piccoli pentodi *RV*12 *P* 2000 a grande amplificazione. L'apparecchio è munito di un altoparlante, di una presa per cuffia e di una uscita per numeratore o oscillografo.

Un diodo *VR* 92 provvede al raddrizzamento della corrente per l'alimentazione dell'amplificatore a *BF*. L'autotrasformatore dell'alimentatore è fornito di due secondari isolati tra loro per l'accensione delle valvole. Il gruppo di filtro è costituito come di consueto da due condensatori elettrolitici e da una piccola impedenza.

Il cilindro metallico del contatore *G-M* è stato collegato all'*AT* negativa, l'elettrodo interno all'ingresso del circuito amplificatore mediante un cavo schermato e un piccolo condensatore. Particolare cura è stata posta nello schermare l'alimentatore ad *AT*.

Metodo delle misure. — Le misure vennero compiute dal febbraio 1951 fino al novembre 1952 con interruzione durante i mesi estivi.

Sono state fatte due serie di misure: la prima (M'') con il contatore a vuoto e la seconda (M') in presenza dell'acqua piovana.

(*) Comunicazione presentata al Convegno dell'Associazione Geofisica Italiana, tenuto a Roma il 17-18 giugno 1953.

Come valore indicativo della radioattività delle precipitazioni è stata assunta la differenza R delle medie degli impulsi delle due serie di misure. Queste ultime sono state eseguite su una quantità di acqua pari a 250 cc raccolta in una bacinella di vetro. Nel corso delle ricerche, la distanza bacinella-contatore è stata sempre la me-

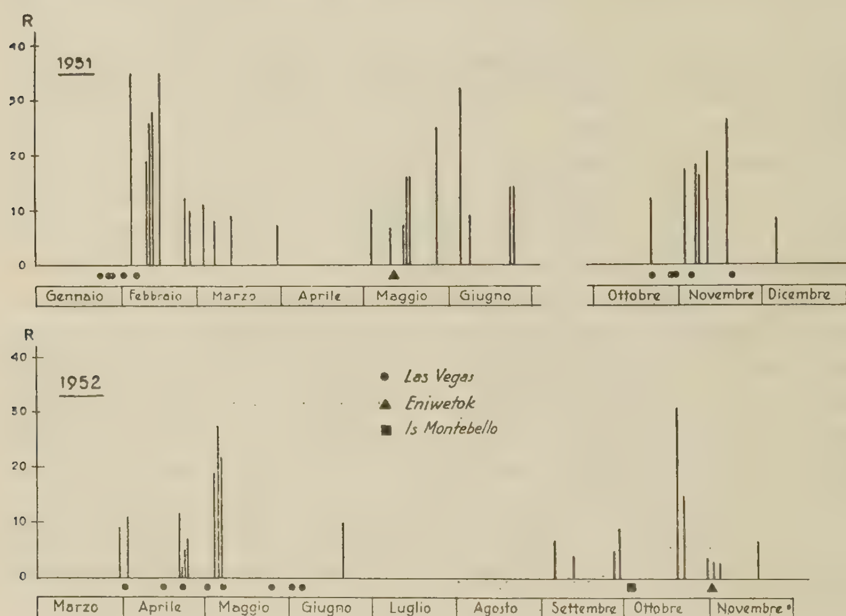


Fig. 1

desima. Allo scopo di ridurre l'entità delle radiazioni estranee, il sistema contatore-vaschetta è stato schermato mediante un riparo in piombo dello spessore di alcuni millimetri.

Per ciascuna esperienza è stato tenuto conto della pressione atmosferica, della tensione del contatore di *G-M* nonché del tipo di precipitazione (pioggia a carattere temporalesco, pioggia normale, pioggia leggera, neve).

Le misure furono eseguite per la maggior parte a Milano, altre a Casalborgone (Torino) e a S. Cesarea Terme (Lecce).

La diversità nel numero degli impulsi M'' riscontrata nel corso delle esperienze sono dovute a variazioni ambientali e di tensione di rete Nelle future ricerche questo inconveniente sarà eliminato.

Per quanto riguarda le misurazioni dei giorni 31 ottobre, 2 e 4 novembre 1952, eseguite a S. Cesarea Terme, sulla costa del Mar Jonio, è da notare la particolare attendibilità dei valori ricavati in

N.	Data	Località	M"	M'	R	Durata raccolta	Tipo della precipitazione
1	4-2-51	Milano	70	105	35	0^h30^m-3^h00^m	Neve
2	10-2	»	81	100	19	»	Pioggia
3	11-2	»	79	105	26	»	Pioggia
4	12-2	»	83	111	28	»	Pioggia
5	15-2	»	80	115	35	»	Pioggia
6	24-2	»	79	91	12	»	Neve
7	26-2	»	80	90	10	»	Pioggia forte
8	3-3	»	79	90	11	»	Pioggia leggera
9	7-3	»	81	89	8	»	Pioggia
10	13-3	»	82	91	9	»	Pioggia
11	30-3	»	88	95	7	»	Pioggia
12	3-5	»	89	99	10	»	Temporale
13	10-5	»	89	96	7	»	Temporale
14	15-5	»	82	89	7	»	Temporale
15	16-5	»	87	103	16	»	Pioggia forte
16	17-5	»	88	104	16	»	Pioggia
17	27-5	»	88	113	25	»	Pioggia
18	5-6	»	90	122	32	»	Temporale
19	8-6	»	83	92	9	»	Temporale
20	23-6	»	93	107	14	»	Pioggia forte
21	24-6	»	93	107	14	»	Pioggia
22	22-10	»	105	117	12	»	Pioggia
23	3-11	»	77	94	17	»	Pioggia leggera
24	7-11	»	82	100	18	»	Pioggia
25	8-11	»	96	112	16	»	Pioggia
26	11-11	»	98	118	20	»	Pioggia leggera
27	18-11	»	90	116	26	»	Pioggia leggera
28	6-12	»	113	121	8	»	Pioggia leggera
29	30-3-52	»	93	102	9	3^h 30^m	Pioggia
30	2-4	»	103	114	11	6^h 00^m	Pioggia
31	21-4	»	116	128	12	0^h 05^m	Temporale
32	22-4	»	121	123	2	5^h 15^m	Pioggia leggera
33	23-4	»	118	123	5	14^h 30^m	Temp. e pioggia l.
34	24-4	»	122	129	7	13^h 30^m	Pioggia
35	4-5	»	111	130	19	8^h 00^m	Pioggia
36	5-5	»	135	163	28	2^h 00^m	Pioggia
37	6-5	»	146	168	22	4^h 45^m	Pioggia
38	19-6	»	123	133	10	2^h 10^m	Temporale
39	5-9	Casalborg.	72	79	7	0^h 44^m	Temporale
40	12-9	»	66	70	4	0^h 22^m	Temporale
41	27-9	Milano	111	116	5	0^h 11^m	Temporale
42	29-9	»	97	106	9	0^h 17^m	Pioggia
43	20-10	»	105	136	31	1^h 00^m	Pioggia legg.
44	22-10	»	120	135	15	0^h 30^m	Pioggia
45	31-10	S. Cesarea	83	87	4	0^h 07^m	Pioggia
46	2-11	»	95	98	3	0^h 14^m	Temporale
47	4-11	»	98	101	3	0^h 13^m	Pioggia forte
48	18-11	Milano	120	127	7	3^h 49^m	Pioggia leggera

quanto risulta praticamente assente ogni possibile inquinamento dell'atmosfera dovuti a fumo o a pulviscolo.

Il numero R, che nella tabella risulta dalla differenza $(M'-M'')$ si riferisce a una scala arbitraria ed è il numero di impulsi al minuto registrati dal contatore. Tale numero indica, in media, una attività pari a quella di acque termali non molto radioattive.

I valori M', M'', R nonché il tempo di raccolta delle precipitazioni stesse sono riportati nella tabella che precede.

Risultati. — Sull'ordinata di un sistema di coordinate normali si sono riportati i valori R mentre sull'ascissa sono indicate le date delle esperienze (fig. 1).

A causa del carattere discontinuo del fenomeno considerato (precipitazioni atmosferiche) è stata data la stessa rappresentazione usata da Abribat, Pinoir, Pouradier e Venet (1952).

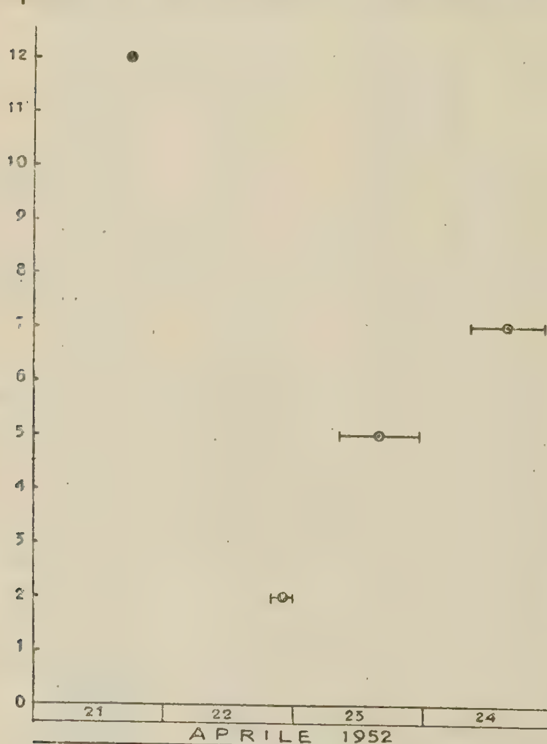


Fig. 2

Si è constatato che si sono verificati degli aumenti temporanei della attività delle precipitazioni nei periodi di tempo successivi ad esplosioni atomiche.

Le esplosioni atomiche prese in considerazione ai fini della presente ricerca e le cui date sono state desunte dai comunicati stampa, sono le seguenti: 24, 27 e 28 gennaio, 1 e 6 febbraio 1951 a Las Vegas (U.S.A.). Il 14 maggio (data incerta) a Eniwetok (Oc. Pacifico). Il 22, 29, 30 ottobre, il 5 e 19 novembre 1951, il 1°, 15 e 22 aprile, il 1°, 7 e 25 maggio, il 1° e il 7 giugno 1952 a Las Vegas (U.S.A.). Il 3 ottobre 1952

alle Is. Montebello (Australia) e il 1° novembre 1952 a Eniwetok (Oc. Pacifico).

Gli aumenti constatati in R si sono verificati dopo circa 8 giorni dalle esplosioni di Las Vegas, dopo due settimane da quelle di Eniwetok e dopo circa tre settimane da quella delle Isole Montebello.

La correlazione tra la variazione del regime termico e della pressione atmosferica con l'aumento di R ha dato risultato negativo. Così pure la maggiore attività nelle precipitazioni a carattere nevoso o temporalesco rispetto alle precipitazioni normali (A. Stefanizzi, 1950) a volte è in netto contrasto con gli aumenti di R osservati.

Non è superfluo rammentare che la radioattività naturale della pioggia è dovuta agli atomi radioattivi naturali ancorati all'aerosol atmosferico e non è improbabile che un aumento di particelle nell'atmosfera possa maggiorare il numero dei nuclei di condensazione.

La misura della radioattività dell'alta e media atmosfera per mezzo delle precipitazioni presenta il grave inconveniente di essere discontinua. Per contro, la misura della radioattività delle precipitazioni necessita di una tecnica più semplicistica di quella usata per l'attività dell'aria (Aliverti, 1933) e quelli sul valore della radioattività delle precipitazioni (A. Stefanizzi, 1950), si ha:

$$220 \times 10^{-18} \text{ curie/cc (in media per l'aria)}$$

$$\text{da } 10 \times \text{ a } 51 \times 10^{-13} \text{ curie/cc per le precipitazioni.}$$

La radioattività media, quindi, di queste ultime è dell'ordine di 10^4 volte l'attività dell'aria. Inoltre il grande volume d'aria scopato dalle precipitazioni stesse assicura un carattere più generale alla misura in quanto essa non si riferisce ad una zona limitata dell'atmosfera.

L'errore nelle misure dovuto alla radioattività delle precipitazioni, generalmente non costante e legata invece al carattere della precipitazione stessa, viene mantenuto entro limiti abbastanza ristretti, poiché essendo l'attività naturale rappresentata quasi esclusivamente da radiazioni alfa (A. Stefanizzi, 1950), essa non viene registrata dal nostro contatore, sensibile solo, come abbiamo già accennato, a radiazioni più penetranti.

Va notato, infine, che il ripetersi per cinque volte del fenomeno dell'aumento temporaneo dell'attività delle precipitazioni qualche tempo dopo le esplosioni atomiche rende oltremodo improbabile la eventualità di una coincidenza casuale di fatti indipendenti tra loro e

coincide, del resto, con i risultati conseguiti da alcuni ricercatori francesi (H. Garrigue, 1949, 1950, 1951 e 1952; Abribat e coll., 1952).

Può ora essere interessante considerare in un caso particolare (fig. 2) l'andamento della radioattività al verificarsi delle precipitazioni. Si sono scelti per questo i giorni 21, 22, 23 e 24 aprile 1952 durante i quali a Milano piovve quasi senza interruzione e per i quali si hanno rispettivamente quattro misure. La radioattività misurata il giorno 21, all'inizio della pioggia, diede un valore $R = 12$; il giorno seguente, subito dopo un violento acquazzone, la misura riferita alla susseguente pioggia leggera diede $R = 2$; nei due giorni che seguirono, 23 e 24 aprile, la radioattività tornò ad aumentare gradatamente per riprendere il suo valore solito. La repentina diminuzione a 2 del valore di R la si può attribuire al precedente acquazzone che avrebbe operato una intensa azione di scopatura dell'atmosfera riducendo così al minimo il valore della radioattività di quest'ultima.

Tra le 48 misure eseguite, ne sono state scelte 22, che per la loro data e per i valori presentati non sono state influenzate da esplosioni atomiche e si è potuto determinare il valore medio della radioattività normale delle precipitazioni attribuendo così un valore $R = 9 \pm 1$.

Conclusione. — È da prospettare pertanto l'ipotesi che gli anormali aumenti dell'attività potrebbero essere dovuti appunto alle grandi quantità di prodotti radioattivi estremamente suddivisi che vengono sparsi per l'atmosfera in conseguenza delle esplosioni atomiche.

Da quanto sopra emerge l'importanza di codeste osservazioni e la necessità di continuarle con mezzi più completi e in maniera più sistematica.

Milano — Osservatorio Astronomico di Brera — Giugno 1953.

RIASSUNTO

Vengono esposti i risultati ottenuti da misure di radioattività relativa delle precipitazioni atmosferiche in alcune località italiane (Casalborgone, Milano e S. Cesarea Terme), in seguito alle esplosioni atomiche. Tali misure sono state eseguite con un contatore di G-M, sensibile alle radiazioni beta e gamma. È stata trovata una maggiore attività nelle precipitazioni in seguito alle esplosioni atomiche.

SUMMARY

During last years, from Februar 1951 to November 1952, the radioactivity of atmospheric precipitates was tested with a G-M counter. This activity was no costant: indeed it became greater after atomic experiments at Las Vegas, Eniwetok and Montebello Is. Therefore these facts are probably associated. The activity increased about 8 days after Las Vegas experiments, two week after Eniwetok experiments and about three weeks after Montebello Is. explosions. Gamma and beta rays of the precipitates have been measured with G-M counter and the background of cosmic radiation was considered in withdrawing the diagrams.

BIBLIOGRAFIA

(1) Abribat M., Pinoir R., Pouradier J., Venet A. M. (1952), Comptes Ren. n. 234, n. 11.

(2) Aliverti G. (1931), L'Elettricista, Anno XXXX, n. 8, Roma.

(3) — (1931) Nuovo Cimento, VIII, n. 7.

(4) — (1932), Zeit. f. Geophysik, J. 9; H. 1/2.

(5) — (1948), Rivista Geomineraria, Anno IX, n. 1.

(6) — e Lovera G. (1949), Annali di Geofisica, Vol. II, n. 1, 1949.

(7) Garrigue H. (1949), Comptès Rendus n. 228.

(8) — (1950), Comptes Rendus n. 230, n. 26.

(9) — (1951), Comptes Rendus n. 232, n. 10.

(10) — (1951), Comptes Rendus n. 233, n. 16.

(11) — (1951), Comptes Rendus n. 233, n. 23.

(12) — (1952), Comptes Rendus n. 235, n. 23.

(13) Jaufmann J. (1905), Met. Zeit., 22, 102.

(14) Priebsch J. A. (1932), Beitr. Geophysik, 36, n. 2/3.

(15) Stefanizzi A. (1950), Journ. of Geof. Res., Vol. 55, n. 4.

(16) Webb (1949), Phys. Rev., Vol. 76, n. 3.

SU ALCUNE MANIFESTAZIONI FUMAROLICHE E SOLFATARICHE NEL EL SALVADOR (CENTRO AMERICA) (*)

Adolfo Perozzi

Nel gennaio di questo anno, accompagnando il prof. Francesco Penta in una visita preliminare (1) della regione salvadoreña nel Centro America, ho avuto agio di eseguire alcuni rilievi su diversi campi fumarolici e aree solfatariche in quel territorio. Mi sembra utile comunicare i risultati delle osservazioni effettuate insieme con le poche considerazioni necessarie in proposito.

Studi preliminari. — Si è presa preventiva visione della letteratura relativa al territorio del Centro America e più in particolare della Repubblica di El Salvador.

Si sono consultati perciò i lavori di G. Mercalli, Sapper, Coleman, Schaffer, A. I. Eardley e le più recenti note già pubblicate da H. Meyer-Abich.

Si è a più riprese esaminata anche la carta geologica in fase di rilevamento gentilmente messa a disposizione dallo stesso dott. Meyer-Abich il quale fra l'altro, volta per volta, ha comunicato le sue osservazioni inedite.

In maniera specifica si è presa visione del paragrafo III B (f) dello studio effettuato dalla commissione tecnica dell'UNO intitolato « Development of Geological Resources in El Salvador ».

Sopraluoghi e rilievi. — Nella mattinata del 14 gennaio 1953, mediante un piccolo aereo messo a disposizione dal Ministro dell'Economia, con il dott. Meyer ed il sig. Tiraboschi sono state compiute due escursioni sopra il territorio della Repubblica per avere una visione di assieme delle zone in cui si sarebbe effettuato il lavoro nei giorni seguenti.

(*) Comunicazione presentata al Convegno dell'Associazione Geofisica Italiana, tenutó a Roma il 17-18 giugno 1953.

(1) Scopo della visita era quello della valutazione dei fenomeni vulcanici esistenti in rapporto alla convenienza o meno di intraprendere ricerche minerarie miranti, a loro volta, alla utilizzazione industriale del vapore acqueo, delle acque termali e termominerali e dei prodotti solidi d'origine solfatarica.

Nel corso di una prima escursione, partendo dall'aeroporto di Ilopango (S. Salvador), si è aggirato il vulcano di S. Salvador ed il vulcano di Izalco, attualmente in attività ritmica (vedi foto 1 e 2), indi rasentando i vulcani di S. Ana, della Laguna Verde, della Lagunita o Ahuachapan si è fatto un ampio giro sui campi fumarolici della zona. Di qui si è risaliti verso il N compiendo un percorso parallelo

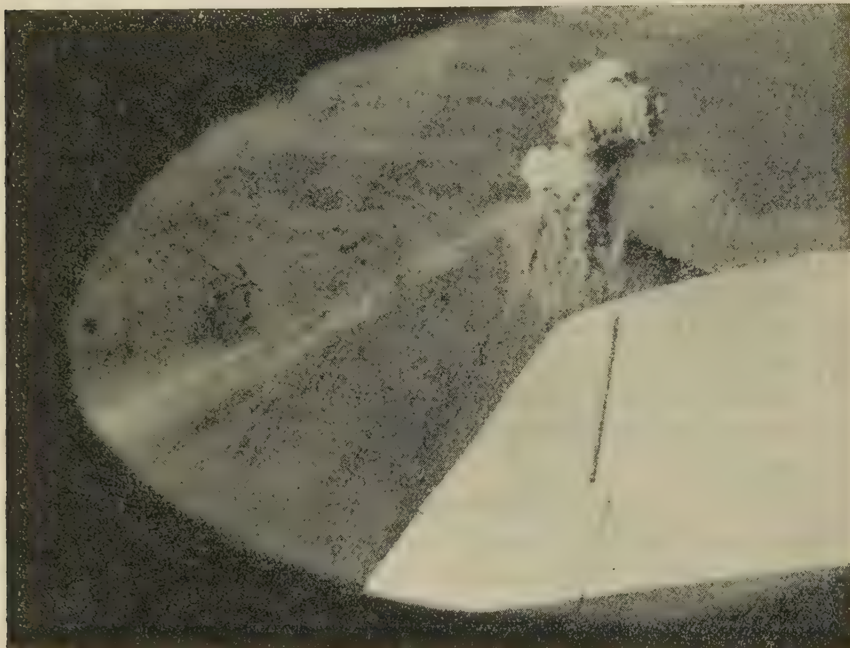


Fig. 1 - Izalco.

alla frontiera con il Guatemala fino a Metapan, alla zona cioè dove affiorano le rocce sedimentarie; da questa località si è puntato su la Chorrera del Guyabo dove si è virato per fare di nuovo ritorno all'aeroporto.

Durante la seconda escursione è stata sorvolata la parte orientale della Repubblica. Si sono sorvolati i campi fumarolici di S. Vicente, del Tronador, Laguna Alegria di Chimeca; si è arrivati fino alla città di Union, si è quindi risaliti passando per Carolina, per poi far ritorno all'aeroporto.

Nel pomeriggio del 14 gennaio 1953 è stato effettuato un sopraluogo al vulcano di S. Salvador. Si è potuto constatare lo stato del vulcano dopo l'eruzione del 1917; a distanza, anche nel conetto al

centro del cratere, non si è constatata attività; non è da escludere però che possano esserci emanazioni di gas sul fondo.

Il 15 gennaio 1953 sono state compiute escursioni ai campi fumarolici di Ahuachapan.

Nella visita sono state guide preziose ed ospitali il Sindaco ed



Fig. 2 - Izalco.

il Tesorero Municipale di Ahuachapan, signori José Luciano Betancourt e José Miguel Lainez.

Il 16 gennaio 1953 sono state compiute escursioni ai campi del distretto di Usulutan e di S. Miguel (Chinameca).

Nel pomeriggio del 18 gennaio 1953 si è fatta una escursione a Izalco per effettuare alcune osservazioni sul vulcano. Purtroppo il tempo non è stato clemente ed una spessa nube ha impedito la vista



Fig. 3 - Dipartimento di Ahuachapan Ausoles di Cuyanausul.

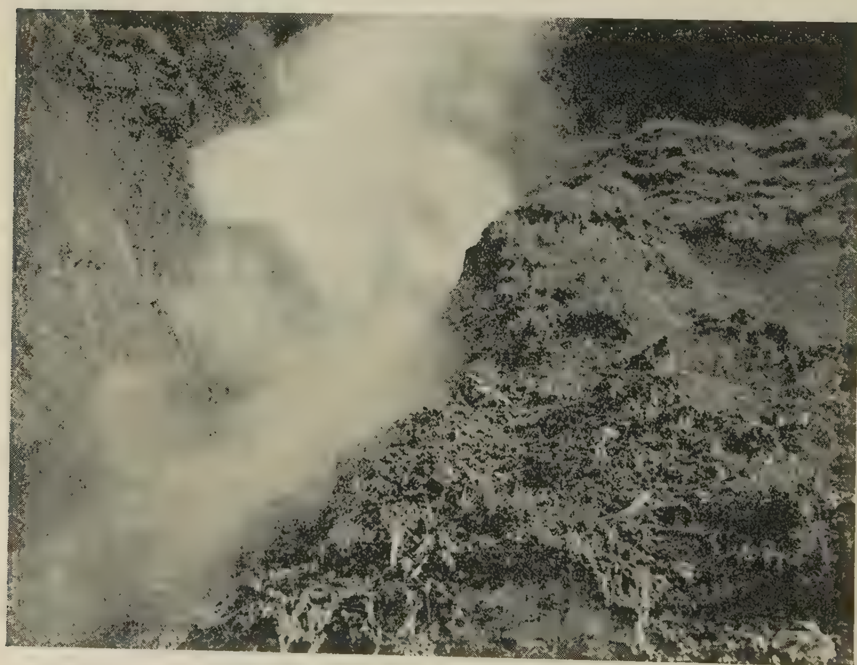


Fig. 4 - Dipartimento di Ahuachapan Ausoles di Cuyanausul.

delle eruzioni. Si sono potute fare solo poche osservazioni e da lontano.

Il giorno 19 gennaio 1953 è stato compiuto un sopraluogo alla località denominata Los Infernillos di San Vicente con la gentile guida del proprietario del beneficio, dott. Beniamino Iglesias.

Il giorno 20 gennaio 1953 sono state visitate le fumarole di Cuyanausul poste fra le quote 1200 e 1425 ove sono state misurate temperature fino a 125,5 °C.

Esame dei campi fumarolici più significativi (v. carta d'assieme e cartine dei singoli campi fumarolici). — Si è proceduto alla visita dei campi fumarolici che dall'esame dei documenti a disposizione apparivano più significativi agli effetti dello studio intrapreso e cioè:

A) il gruppo del Dipartimento di Ahuachapan,
B) il gruppo del Dipartimento di Usulutan,
C) il gruppo del Dipartimento di S. Miguel (Chinameca),
D) il gruppo del Dipartimento di San Vicente.

Espongo qui di seguito e in sintesi i risultati delle osservazioni eseguite insieme con il dott. Meyer-Abich e con l'aiuto del chimico Luigi Tiraboschi.

A) *Dipartimento di Ahuachapan.*

È da notare che nella piana ai piedi dei rilievi vulcanici si rinviene una falda di acqua fredda ad una profondità variabile fra i 30 e gli 80 m sotto il piano di campagna (notizia fornita dal Sindaco di Ahuachapan).

1) *Ausoles de Ahuachapan.* — 3 km circa a SE di Ahuachapan ai piedi del vulcano di Lagunita o Ahuachapan a quota 740

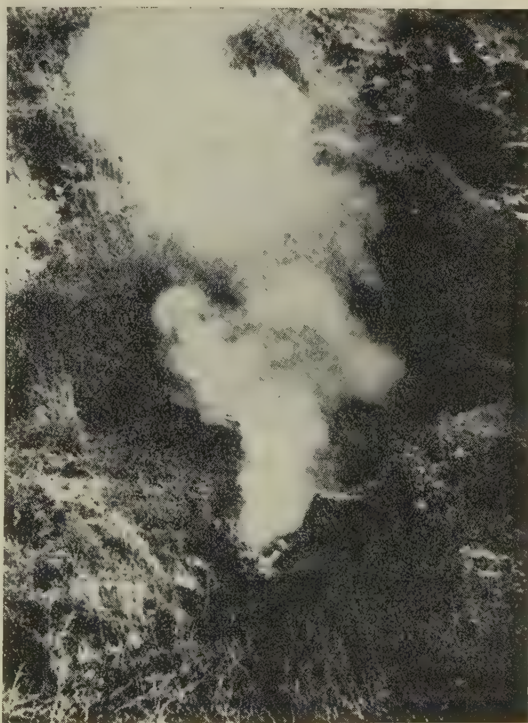


Fig. 5 - Dipartimento di Ahuachapan. Ausoles di Cuyanausul.

circa, la formazione vulcanica è incisa dal Rio Agua Caliente. Il terreno appare « fumarolizzato » nel letto del fosso, sulle pareti dell'incisione operata dal fosso stesso e sull'attiguo pianoro ad W, il vapore acqueo esala da numerose buche; si ode ovunque il borbottio dell'ebollizione

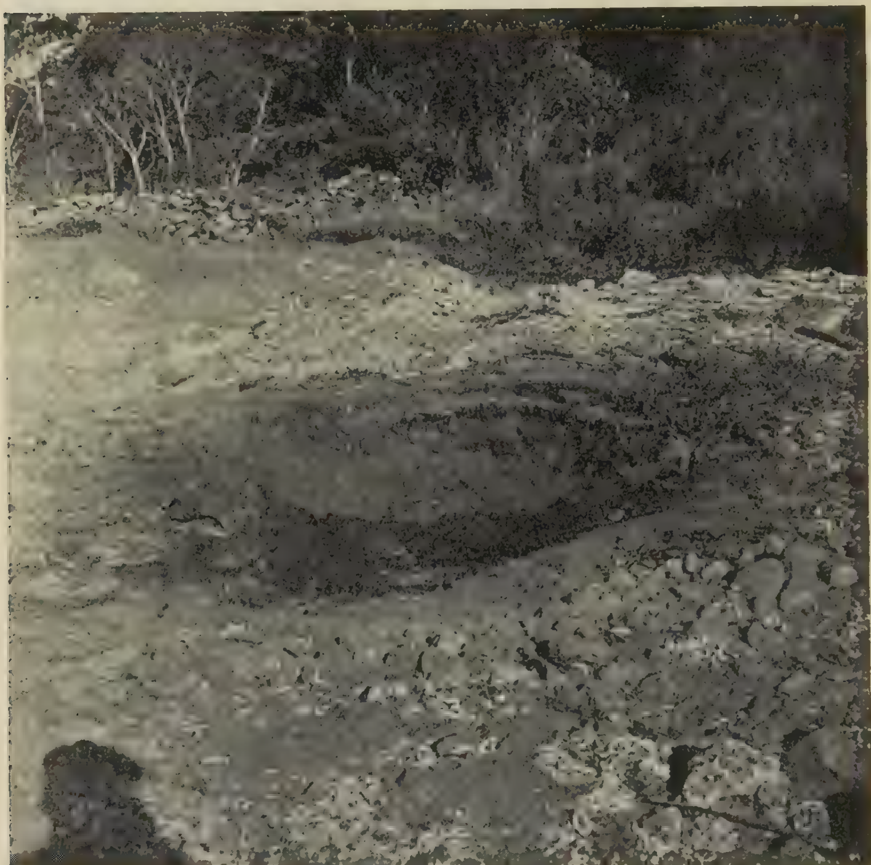


Fig. 6 - Ausoles de Agua Chuca. Buca-conetto di fango bollente.

delle acque sotterranee a poca profondità. Intorno alle emergenze attive o no si notano incrostazioni di cloruri, di idrossidi di ferro, di zolfo ecc. Nelle esalazioni di H_2O è anche constatabile la presenza di H_2S e CO_2.

Le temperature massime misurate entro le buche esalanti vapore sono state di 99 °C.

2) *Ausoles de* « *La Labor* ». — Prossime all'omonimo « beneficio » di caffè e zucchero. Le manifestazioni presentano gli stessi caratteri di

DIPARTIMENTO DI AHVACHAPAN

DIPARTIMENTO DI S. MIGVEL

DIPARTIMENTO DI S. VICENTE

DIPARTIMENTO DI VSVLVTAN

Ŝcala

1 0 1 2 3 Km

Campi di Ausoles

Strade, viottoli, ecc.

o. Pozzo

Cartina dimostrativa dei principali campi fumarolici.

quelle del n. 1 ed hanno la loro sede nel fondo e sui fianchi di un avvallamento imbutiforme del terreno aperto verso N. Sulla soglia di questa porta affiora una colata lavica con struttura a piastrelle. Sul fondo e sui fianchi dell'avvallamento affiorano prodotti piroclastici con grossi blocchi di lava. La quota delle manifestazioni è circa 670 m. Le temperature massime misurate di 99,5 °C. Anche in questa area si notano gli effetti della fumarolizzazione del terreno e si sente il borbottio delle acque in ebollizione nell'immediato sottosuolo. Secondo informazioni assunte sul posto, nelle vicinanze di questo campo di ausoles esistono sorgentelle di acqua non termale.

3) *Ausoles de « Agua Chuca »* (Canton El Barro e El Barreal). — Comprendono tre campi di ausoles. Uno a quota 860, un secondo a



Fig. 7 - Ausoles di Ahuachapan. L'acqua ribolle fra i massi.

quota 835 allineati lungo una direttrice N-S e distanti fra di loro circa 300 m. Nelle aree in esame esistono buche di vari metri di diametro dalle quali esala vapore acqueo. Per lo più sul fondo delle buche ribolle del fango con formazione spesso di piccoli conetti di fango. Le temperature massime misurate sono state di 96 °C. In vicinanza del campo a quota 835 scorre un ruscello la cui acqua ha una temperatura di 35 °C (temp. dell'aria ambiente 27 °C).

Un terzo piccolo campo di ausoles si incontra a quota 870 circa, qualche centinaio di metri più ad Est del precedente; esso è costituito principalmente da una grossa buca fra blocchi di lava dal fondo della quale fuoriesce vapore a temp. di 98 °C.

4) *Ausoles «El Sauce» e «San José».* — Si estendono su di un'area di 400 × 200 m circa da ambo i lati della strada a quota 1000 circa. Affiorano anche qui nell'intorno delle manifestazioni grossi blocchi di lava. L'acqua ribolle nel sottosuolo dando luogo a correnti di vapore ed a piccole vasche di fango. La temperatura massima riscontrata è stata di 97 °C. Più ad Est ed a quota più alta si incontrano le sorgenti d'acqua potabile che alimentano l'acquedotto di Ahuachapan (secondo le informazioni del Sindaco).

5) *Ausoles de Cuyanausul.* — Sotto questa denominazione si raccolgono 4 campi di ausoles localizzati lungo due barrancos adiacenti.

I primi due hanno le loro sedi lungo il barranco denominato



Fig. 8 - «El Tronador». Si noti come il pennacchio di vapore non è visibile all'uscita trattandosi di vapore secco (107 °C).

«Presa de Aguamansa». Il campo più alto a 1.200 m s.l.m. si sviluppa lungo il Rio le cui acque a monte delle manifestazioni hanno una temperatura di 17 °C (temp. aria 20 °C). Il vapore, ad una temperatura massima di 97 °C esce da numerosi punti ed è accompagnato da H_2S ed altri gas.

Il campo più basso, a circa 1115 m s.l.m. sul fianco Est del barranco, è più esteso. Come anche nel precedente si ode l'acqua ribollire nel sottosuolo. La massima temperatura misurata è stata anche qui di 97 °C. In questo campo si è notata una notevole quantità di zolfo aciculare in bei cristalli lunghi fino a 2 cm specie intorno alle piccole buche del terreno da cui scaturisce il vapore.

I secondi due campi fumarolici hanno le loro sedi nel barranco

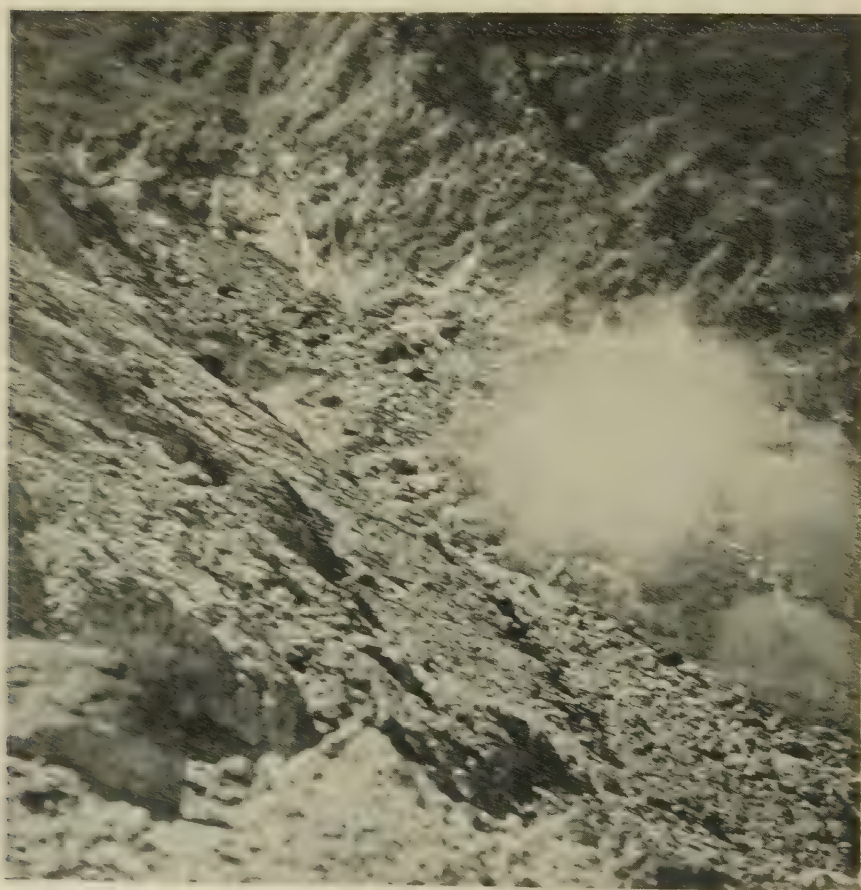


Fig. 3 - Los Infiernillos de S. Vicente.

attiguo ad W, barranco che sembra fra le quote dei due campi di ausoles inciso in una unica od in una serie di colate laviche. In ambedue questi campi la quantità di H_2S è piccola, come si può constatare dall'odore e dalla mancanza quasi di incrostazioni di zolfo nelle adiacenze delle ausoles. In ambedue le portate di vapore emesso sono notevoli e la temperatura alta; sono stati infatti misurati 112 °C nel campo di ausoles a 1436 m e fino a 125,5 °C nel campo a 1280 m s.l.m; date le notevoli difficoltà incontrate nelle misure, non si può affermare che queste temperature siano effettivamente le massime. A 1370 m si trova una piccola captazione di acqua termale a 47 °C.

B) *Dipartimento di Usulutan.*

1) *Ausol « El Tronador »*. — Il gruppo detto del Tronador ha la sua sede a quota 800 circa in un barranco ad W della strada che da Mercedes Umaña porta a Berlin. Nell'incisione affiorano grossi blocchi di rocce vulcaniche (fino a qualche mc). Più in alto lungo la strada affiorano prodotti piroclastici fumarolizzati e un banco di lava. Al centro della valletta dove essa si spiana fra i blocchi si ode il borbottio dell'acqua che bolle; la massima temperatura misurata è stata di 96 °C.

Sul piccolo pianoro esistono ancora le rovine di una piscina ed i resti di tubazioni.

Sul fianco N della incisione, una trentina di metri più alta del pianoro, vi è una fuoriuscita sibilante di vapore secco a 107 °C. In tutta l'area la superficie è ricoperta da incrostazioni di sali, per lo più cloruri, di zolfo, da zeoliti ecc. È da notare che le tracce di alterazioni si prolungano in alto fino alla incisione creata dalla strada rotabile: attualmente, però, l'attività fumarolico-solfatarica è limitata alla parte bassa e cioè sulla parete dell'incisione e sulla spianata ove sono i resti della vasca. Nel complesso le manifestazioni sono parzialmente collegate ad acqua dell'immediato sottosuolo, forse anche di scaturiggine di una vena sotterranea proveniente dalle montagne sovrastanti; però la temperatura (107 °C) delle esalazioni secche rende molto verosimile l'ipotesi che gli spiragli vulcanici primari sepolti non siano lontani.

2) *Ausoles de la Laguna de Alegria* a q. 1220 sul l.m. nell'interno del cratere del vulcano Tecapa. Sul bordo occidentale del lago che occupa il centro del cratere il terreno si presenta fumarolizzato. Da

alcune buche nel terreno geme del vapore a 96 °C. Il paesaggio ricorda quasi in tutto la Solfatara di Pozzuoli (Napoli).

C) *Dipartimento di S. Miguel* (*Chinameca*).

1) *Ausoles « El Infernillo » de Chinameca.* — Poste in una incisione che attraversa la strada circa 4 km ad Oriente di Chinameca. Le esalazioni di vapore si verificano attraverso piccole buche sul fian-



Fig. 10 - Il vulcano di S. Vicente.

co orientale della incisione, alveo di un piccolo corso d'acqua, il quale era completamente asciutto al momento della visita. Sulla roccia si depositano zolfo, cloruri ecc.; secondo le osservazioni del dott. Meyer-Abich, lungo la direttrice della suddetta incisione (NE) si hanno tre bocche di piccoli vulcani relativamente recenti. La quota della località è circa 700 m, la temperatura massima registrata nella buca esalante vapore è stata di 99,5 °C. All'atto della visita le manifestazioni idriche calde e bollenti sembravano potersi interpretare anche come sorgenti: affioramenti cioè delle falde freatiche o forse in parte anche della corrente subalvea.

2) *Ausoles « El Vulcancito »* (la Viejona). — Le manifestazioni si incontrano sulla falda Nord del « Vulcancito » lungo un fosso diretto per WNW-ESE. Attraverso i piccoli fori da cui fuoriesce vapore ed acqua si ode il caratteristico borbottio dell'acqua in ebollizione. La località è a quota 600 circa; la temperatura massima misurata nei punti di ebollizione e di esalazione è stata di 99 °C. Il fosso al momento della visita era asciutto. Non si può escludere che l'acqua bollente con il relativo vapore che affiora qua e là sotto il fondo sia la corrente subalvea del fosso stesso. Tale corrente può però coincidere anche con la falda freatica.

È opportuno ricordare che vicino all'abitato di Chinameca in prossimità di una colata basaltica potente 75 m (Plan de Las Mesas) è stato scavato a mano un pozzo profondo 100 m circa (il piano di campagna è 550 m circa sul l.m.); sul fondo è stata incontrata una falda d'acqua a temperatura di 38 °C circa. Detta acqua al gusto ed all'olfatto non presenta particolarità. Per questo pozzo vedasi la memoria a stampa di Meyer-Abich.

D) *Dipartimento di San Vicente.*

Los Infernillos de San Vicente. — Il campo di ausoles visitato ha la sua sede sul fondo e sui fianchi di un barranco circa 3 km ad Est di Guadalupe ed a circa 820 m sul l.m. Sui fianchi del barranco affiora un banco di lava alterata e fumarolizzata. Le manifestazioni principali sono raccolte sul fondo del rio. La temperatura massima misurata è stata di 99 °C. Circa 150 m a monte di questa zona esiste una piccola sorgente fredda.

Considerazioni. — Nei dipartimenti visitati e che sembrano essere quelli più ricchi di manifestazioni esalativo-vulcaniche importanti, le temperature massime note dalla letteratura erano rispettivamente: per *A* 98½ °C; per *B* (Tecapa) 27-28 °C; per *C* 98½ °C; per *D* 98 °C.

Con le misure da noi effettuate si sono riscontrate temperature per lo più superiori, alcune decisamente superiori a quelle precedentemente note; al Tronador infatti la temperatura è risultata (il 16 gennaio 1953) 107 °C ed a Cuyanausul 125,5 °C (il 20 gennaio 1953). Le nostre misure di temperatura sono state effettuate circa 2 mesi dopo la fine della stagione delle pioggie.

Se a Sapper non sfuggirono i punti nei quali si sono riscontrati

i massimi rispettivamente di 107 °C e di 125,5 °C, le sensibili differenze trovate potrebbero avere più di una spiegazione; è anche possibile un aumento della termalità in generale. Una parola decisiva, però, non può dirsi senza aver ripetuto le misure molte volte ed in periodi climatici diversi; in ogni caso conviene istituire delle misure sistematiche e periodiche.

Ricerche queste che impianterà e condurrà il dott. Meyer-Abich della Università di S. Salvador.

Nel chiudere questa nota esprimo i ringraziamenti al Governo Salvadoreño, ed in particolare al dott. Jorge Sol Castellanos, Ministro dell'Economia, per la cordiale ospitalità, per l'occasione fornitami di visitare un così interessante Paese e per la gentile autorizzazione data alla pubblicazione della presente nota.

Roma (S. Pietro in Vincoli) — Istituto di Giacimenti Minerari e di Geologia Applicata dell'Università — Giugno 1953.

RIASSUNTO

Si descrivono brevemente le manifestazioni fumaroliche e solfatariche più importanti della Repubblica di El Salvador nel Centro America, quelle cioè che hanno le loro sedi lungo una fascia che passa per i vulcani ancora attivi e a ricordo storico di Izalco, S. Salvador, Ilopango, S. Vicente, S. Miguel.

Le maggiori temperature sono state misurate a Cuyanausul (Dipartimento di Ahuachapan) con 125,5 °C ed al Tronador (Dipartimento di Usulutan) con 107 °C. Esse sono molto maggiori di quelle note dalla letteratura che sono sempre inferiori a 100 °C.

Si avanza l'ipotesi che ciò sia dovuto ad un aumento della termalità in generale della regione, a meno che le bocche con temperature più alte non siano sfuggite ai precedenti ricercatori perché meno appariscenti esalando da esse vapore secco.

SUMMARY

The A. dealts with the most important fumaroles and solfataric activity which exists in the Republic of El Salvador (Central America). The solfataric fields are spread within a strip which contains both

active and quiescent volcanoes like Izalco, S. Salvador, Ilopango, S. Vicente etc.

The highest temperatures, which have been recorded at Cuyanausul (Auachapan Dept.) and at El Tronador (Usulutan Dept.), reach 125.5 °C and 107.0 °C respectively; the actually recorded temperatures are therefore higher than it was formerly reported (less than 100 °C).

The A. supposes this raise may be related with a general increase of the thermality of the region; it is also possible however, the hottest vents had been overlooked from the previous surveyors, for they produce almost dry steam, and they are therefore less showy than the warmer.

ULTERIORE STUDIO SULLE SESSE DEL LAGO DI BOLSENA

D. Di Filippo

Richiami teorici. — Chrystal, per lo sviluppo della sua teoria sulle oscillazioni libere, considera il lago come un canale finito di sezione variabile con la profondità, ma non in maniera brusca. Egli pone l'asse x sulla superficie del lago, lungo la linea di massima profondità e l'origine ad una estremità del lago stesso, l'asse y orizzontale e l'asse z verticale, ed inoltre indica con $S(x)$ l'area di una generica sezione normale all'asse x, e con $b(x)$ la corrispondente ampiezza alla superficie libera. Considera infine trascurabili, dopo un tempo t, gli spostamenti di una particella, soggetta ad una certa azione, lungo l'asse y e chiama con ξ e ζ rispettivamente gli spostamenti orizzontali secondo l'asse x e quelli verticali secondo z.

Scritta l'equazione della continuità e tenuto conto dell'equazione fondamentale dell'idrodinamica di Eulero, con la condizione che gli spostamenti verticali risultino trascurabili rispetto alla profondità del lago, perviene alla seguente equazione del movimento (che porta il suo nome):

$$\frac{\delta^2 u}{\delta t^2} = g\, S(x)\; b(x) \frac{\delta^2 u}{\delta v^2}$$

dove $u = S(x)\,\xi$ è il volume del liquido che attraversa $S(x)$ a causa dello spostamento orizzontale, e $v = \int b(x)\, dx$ è l'area della superficie del lago compresa tra l'origine e la sezione considerata. Inoltre egli considera la funzione $\sigma(v) = S(x) b(x)$ e riportati i valori di $v(x)$ sulla ascissa e i corrispondenti $\sigma(v)$ sull'ordinata, traccia la « curva normale » o curva di Chrystal che rappresenta la sezione del lago ridotto.

Poiché una sessa è una oscillazione stazionaria, la « u » è una funzione periodica e si può mettere nella forma

$$u = P \text{ sen } n\; (t - \tau)$$

dove P è una funzione di v.

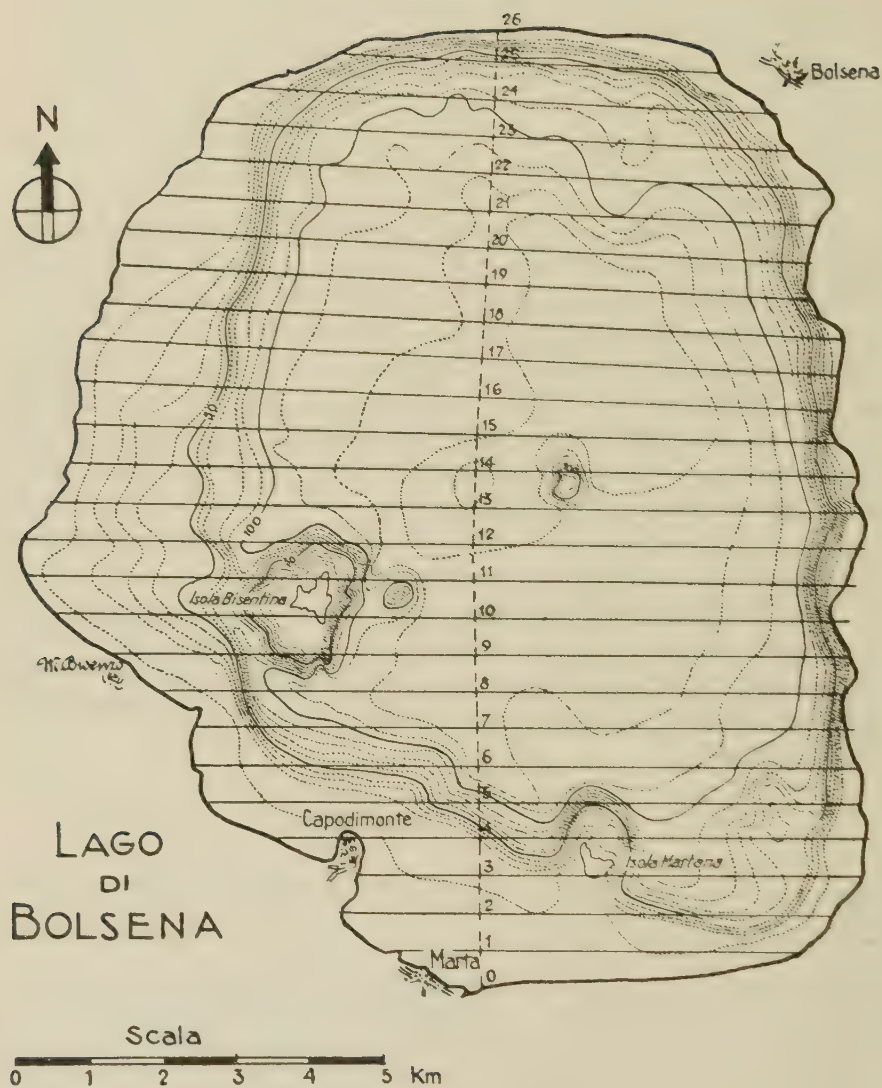

LAGO
DI
BOLSENA
N
Bolsena
Isola Bisentina
Capodimonte
Isola Martana
Marta
Scala
0 1 2 3 4 5 Km

Fig. 1

Nel caso che si tratti di un lago di ampiezza « b » costante, di sezione rettangolare ma di profondità variabile, tale che $S(x) = bh(x)$, supponendo che si abbia a che fare con oscillazioni stazionarie, la [1] diviene

$$\frac{\delta^2 P}{\delta x^2} + \frac{n^2}{g\,h\,(x)} P = 0\,. \qquad [2]$$

Se poi si considera il caso particolare di un lago parabolico completo, simmetrico e concavo, e l'origine degli assi si sposta al centro del lago e si indica con h la massima profondità e con a la semilunghezza del lago ridotto (fig. 2), allora

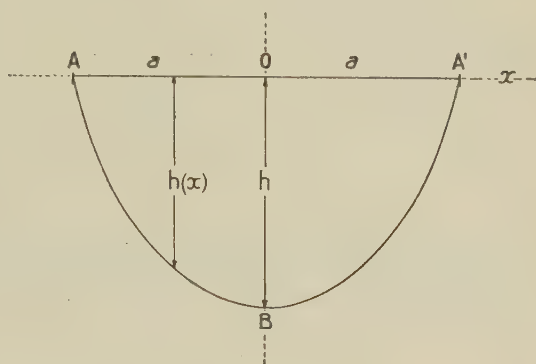


Fig. 2

$$h\,(x) = h \cdot \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right). \qquad [3]$$

Ponendo $w = \dfrac{x}{a}$ e $c = \dfrac{n^2\,a^2}{g\,h}$ la [2] assume la forma

$$(1 - w^2)\frac{\delta^2 P}{\delta w^2} + c\,P = 0$$

e questa, introducendo le funzioni delle stesse, ci dà per « u » l'espressione

$$\xi\,h\,(1 - w^2) = u = \{ A\,C\,(c, w) + B\,S\,(c, w) \}\ sen\ n\,(t - \tau) \qquad [4]$$

nella quale A e B sono costanti arbitrarie e $C(c,\ w)$ e $S(c,\ w)$ sono date dalle

$$C\,(c,\,w) = 1 - \frac{c}{1 \cdot 2}\,w^2 + \frac{c\,(c - 1 \cdot 2)}{1 \cdot 2 \times 3 \cdot 4}\,w^4 - \ldots .$$

$$[5]$$

$$S\,(c,\,w) = w - \frac{c}{2 \cdot 3}\,u^3 + \frac{c\,(c - 2 \cdot 3)}{2 \cdot 3 \times 4 \cdot 5}\,u^5 - \ldots .$$

Gli spostamenti verticali risultano di conseguenza

$$\zeta = -\frac{\delta u}{\delta x} = -\frac{1}{a}\frac{\delta u}{\delta w} = -\frac{1}{a}\left\{ A\, C'(c,w) + B\, S'(c,w) \right\} sen\, n\, (t - \tau)$$

dove $C'(c,w)$ e $S'(c,w)$ sono le derivate delle funzioni delle sesse rispetto a w.

Dalla [4] risulta che $u = 0$ per $w = \pm 1$ e dato che sussistono le relazioni $C(c,-1) = C(c,1)$ e $S(c,-1) = -S(c,1)$, debbono essere soddisfatte le seguenti condizioni limite

$$A\; C(c,1) + B\; S(c,1) = 0$$

$$A\; C(c,1) - B\; S(c,1) = 0$$

Tenendo conto della proprietà delle soluzioni di una equazione lineare del secondo ordine, in questo caso si può scrivere

$$C(c,w)\; S'(c,w) - C'(c,w)\; S(c,w) = 1\;\;;$$

risulta quindi che $C(c,1)$ e $S(c,1)$ non possono essere nulle contemporaneamente e pertanto o

$$B = 0\;,\; C(c,1) = 0\;,$$

oppure

$$A = 0\;,\; S(c,1) = 0\;,$$

Quando c assume uno dei valori non frazionari $1 \cdot 2$; $2 \cdot 3$; $3 \cdot 4$; ... $\nu.(\nu + 1)$, alternativamente le $C(c,w)$ e $S(c,w)$ si annullano o si riducono a funzioni intere razionali di w.

In queste condizioni è pertanto possibile calcolare i valori delle ampiezze degli spostamenti verticali ζ che saranno dati dalle relazioni

$$\zeta = -\frac{A}{a} C'(c_{2S-1}\,;\, w)\; sen\; n_{2S-1}\, (t - \tau)$$

[6]

$$\zeta = -\frac{B}{a} S'(c_{2S}\,;\, w)\; sen\; n_{2S}\, (t - \tau)$$

rispettivamente per le ampiezze delle sesse dispari e pari.

I periodi relativi si possono ottenere facilmente dalla

$$T_\nu = \frac{2\pi}{n_\nu};$$

e ricordando che

$$c_\nu = \frac{n_\nu^2 a^2}{g h}$$

si ha

$$T_\nu = \frac{2\pi a}{\sqrt{c_\nu g h}}$$

con $c_\nu = \nu(\nu + 1)$ dove $\nu = 1, 2, 3 \ldots$

Applicazione al lago di Bolsena. — In un precedente lavoro sono stati determinati gli elementi delle caratteristiche idrodinamiche del lago di Bolsena con i metodi di Hidaka e di Defant. Poiché la curva di Chrystal è molto prossima ad una parabola (vedi fig. 3) e la

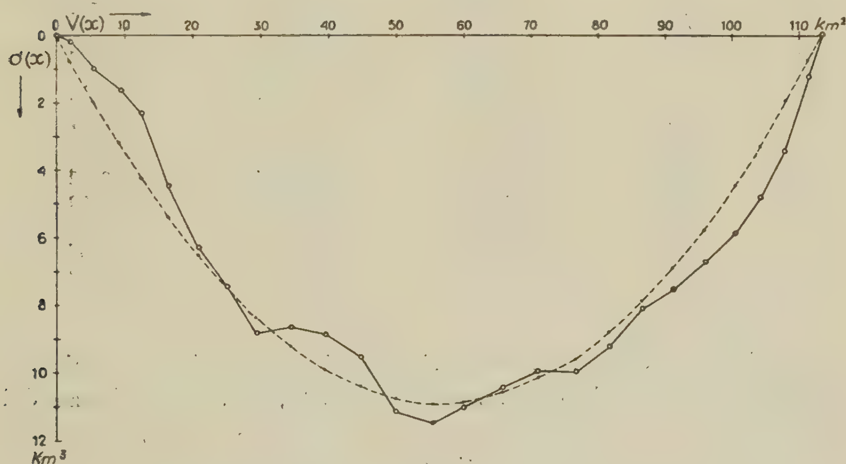


Fig. 3

forma del lago assimilabile ad un rettangolo, è stato possibile applicare per la prima volta il metodo proposto da Chrystal, nel caso di un lago parabolico completo.

Nella tabella I sono riportati i dati adoperati nel primo lavoro e che sono stati rilevati dalla carta del lago di Bolsena dell'Atlante dei

laghi italiani di De Agostini, ove sono state tracciate 25 sezioni, distanti l'una dall'altra 500 m e normali alla linea alla superficie, assunta come asse delle x.

TABELLA I

sez. N.	d km	$v(x)$ km²	x Km²	$\sigma(v)$ km³
0	0,0	0,00000	—56,81275	0,000000
1	0,5	2,21950	—54,59325	0,203290
2	1,0	5,47150	—51,34125	0,992445
3	1,5	8,87825	—47,93450	1,564414
4	2,0	12,38825	—44,42450	2,303440
5	2,5	16,37375	—40,43900	4,526775
6	3,0	20,75475	—36,05800	6,301200
7	3,5	25,19375	—31,61900	7,493048
8	4,0	29,36450	—27,44825	8,862042
9	4,5	34,37125	—22,44150	8,701275
10	5,0	39,53300	—17,27975	8,900899
11	5,5	44,74500	—12,06775	9,592736
12	6,0	50,19700	— 6,61575	11,226815
13	6,5	55,64250	— 1,17025	11,534864
14	7,0	60,01850	+ 3,20575	10,961528
15	7,5	66,00475	+ 9,19200	10,490775
16	8,0	71,38075	+14,56800	10,094545
17	8,5	76,62775	+19,81500	10,329237
18	9,0	81,77150	+24,95875	9,271762
19	9,5	86,63125	+29,81850	8,122936
20	10,0	91,33350	+34,52075	7,598414
21	10,5	95,77900	+38,96625	6,754010
22	11,0	100,41600	+43,60325	5,958452
23	11,5	104,33900	+47,52625	4,870289
24	12,0	108,08525	+51,27250	3,468000
25	12,5	111,47475	+54,66200	1,258687
26	13,0	113,62550	+56,81275	0,000000

Se l'origine delle coordinate si pone in superficie in corrispondenza del centro della curva normale (fig. 2), la semilunghezza del lago ridotto è $a = 56{,}81275$ km² e se si considerano le $v(x)$ relative ad ogni sezione e le corrispondenti $\sigma(v)$, si hanno, applicando la [3], 27 relazioni dalle quali, con il metodo dei minimi quadrati, si perviene alla relazione

$$h(x) = 10{,}972 - 0{,}0034\ x^2$$

da cui risulta per la massima profondità del lago ridotto il valore

$$h = 10{,}972$$

Nella fig. 3 la parabola trovata è posta in confronto con la « curva normale » ed è messa in evidenza la buona approssimazione prevista.

Periodi. Calcolato il valore di h e noto a, prendendo per l'accelerazione di gravità il valore $g = 0{,}009803$ km/sec^2, tenendo conto del valore di c per la sessa che si considera, dalla relazione

$$T_\nu = 2\pi \frac{a}{\sqrt{c_\nu\, g\, h}},$$

con $c_\nu = \nu(\nu + 1)$ e $\nu = 1, 2, 3 \ldots$ è facile determinare i vari periodi.

Infatti, nell'espressione del periodo, posto i valori detti di a, h, g e con $c_1 = 1 \cdot 2$, si ottiene per il periodo della uninodale il valore

$$T_1 = 12^m{,}83$$

mentre per $c_2 = 2 \cdot 3$ il periodo della binodale risulta

$$T_2 = 7^m{,}41$$

Ponendo invece $c_3 = 3 \cdot 4$ per la trinodale

$$T_3 = 5^m{,}24$$

e infine per la quadrinodale, con $c_4 = 4 \cdot 5$, si perviene al valore

$$T_4 = 4^m{,}06$$

Come si può vedere dallo specchietto seguente, i primi tre valori trovati vanno d'accordo, anche se leggermente inferiori, con quelli ottenuti con i due metodi precedentemente applicati e altresì con i valori medi rilevati dalle registrazioni di Palazzo e riportati nel lavoro citato.

Periodi				
unidodale	binodale	trinodale	quadrinodale	
$12^m{,}83$	$7^m{,}41$	$5^m{,}24$	$4^m{,}06$	metodo di Chrystal
13 ,05	7 ,90	5 ,40		„ „ Hidaka
13 ,15	8 ,20	5 ,35		„ " Defant
13 ,23	7 ,92	5 ,40	3 ,80	medi osservati registrazioni Palazzo.

L'ultimo valore ottenuto è molto prossimo al periodo $3^m.8$ rilevato come media di due valori dalla registrazione di Palazzo a Bolsena, valore che nell'altra nota si dava appunto come probabile periodo della quadrinodale.

Spostamenti verticali e nodi. Gli spostamenti verticali lungo la sezione del lago sono stati ottenuti applicando le formule [6] e ponendo in esse i valori di c relativi ad ogni sessa.

Per l'uninodale infatti

$$\zeta = -\frac{A}{a} C'(c_1, w) \, sen \, n_1 (t - \tau)$$

dove per $c_1 = 1 \cdot 2$

$$C(c_1, w) = 1 - w^2$$

e ricordando che $w = \frac{x}{a}$, si ha in definitiva

$$\zeta = \frac{2\,A\,x}{a^2} \, sen \, n_1 (t - \tau)$$

Posto come al solito $\zeta = 1$ all'estremo del lago si sono ottenuti, per le varie sezioni, i valori delle ampiezze riportati nella tabella II. L'uninodo cade nel centro del lago ridotto in corrispondenza di una distanza di 6,634 km da Marta.

Per la binodale gli spostamenti verticali sono dati dalla relazione

$$\zeta = -\frac{B}{a} S'(c_2, w) \, sen \, n_2 (t - \tau)$$

dove per $c_2 = 2 \cdot 3$ si ha dalla seconda delle [6]

$$S(c_2, w) = w - w^3;$$

derivando e sostituendo nella espressione di ζ, risulta

$$\zeta = -\frac{B}{a} \left(\frac{a^2 - 3\,x^2}{a^2} \right) sen \, n_2 (t - \tau)$$

I binodi si hanno se $\zeta = 0$ e precisamente per $a^2 - 3x^2 = 0$ da cui risultano $d^{II}{}_1 = 3{,}367$ km e $d^{II}{}_2 = 9{,}817$ km, sempre contati a partire da Marta.

Tabella II

sez. N.	unidodale	binodale	trinodale	quadrinodale
0	+1	+1	+1	+1
1	0,961	0,885	0,777	0,645
2	0,904	0,725	0,489	+0,230
3	0,844	0,568	0,236	—0,077
4	0,782	0,417	+0,022	0,282
5	0,712	0,260	—0,166	0,402
6	0,635	+0,104	0,313	0,426
7	0,557	—0,035	0,404	0,367
8	0,483	0,150	0,443	0,262
9	0,395	0,266	0,438	—0,104
10	0,304	0,361	0,386	+0,066
11	0,212	0,432	0,295	0,215
12	0,116	0,480	0,171	0,325
13	+0,021	0,499	—0,031	0,373
14	—0,056	0,495	+0,084	0,363
15	0,162	0,461	0,232	0,280
16	0,256	0,401	0,342	+0,147
17	0,349	0,318	0,417	—0,016
18	0,439	0,211	0,447	0,186
19	0,525	—0,087	0,426	0,326
20	0,608	+0,054	0,349	0,413
21	0,686	0,206	0,222	0,421
22	0,767	0,384	+0,021	0,316
23	0,837	0,550	—0,209	—0,106
24	0,902	0,722	0,484	+0,223
25	0,962	0,889	0,783	0,653
26	1,000	1,000	1,000	1,000

Se si sostituisce $c_3 = 3 \cdot 4$ nella prima delle [6], si ha

$$C(c_3, w) = 1 - 6\ w^2 + 5\,w^3$$

e quindi, per la trinodale, l'andamento degli spostamenti verticali risulta dalla

$$\zeta = -\frac{A}{a^4}(-12\,a^2 x + 20\,x^3)\,sen\,n_3\,(t-\tau)$$

I tre punti nodali si avranno al solito risolvendo la

$$20\,x^3 - 12\,a^2\,x = 0.$$

I due trinodi estremi risultano così distanti da Marta rispettivamente $d_1^{III} = 2{,}052$ km e $d_3^{III} = 11{,}051$ km, mentre quello centrale coincide con quello della uninodale.

Per la quadrinodale, dalla seconda delle [6] si ottiene l'andamento delle ampiezze verticali, considerando $c_4 = 4 \cdot 5$: allora

$$S(c_4\,, w) = \frac{w}{3}(1 - w^2)(3 - 7\,w^2)\;,$$

$$S'(c_4\,, w) = \frac{1}{3}(3 - 30\,w^2 - 35\,w^4)\;,$$

perciò

$$\zeta = -\frac{B}{3\,a^5}(3\,a^4 - 30\,a^2\,x^2 + 35\,x^4)\;sen\;n_4\,(t - \tau)\;.$$

I nodi si hanno risolvendo la biquadratica fra parentesi e risultano così ubicati:

$$d_1^{\mathrm{IV}} = 1{,}355\ \mathrm{Km} \qquad d_2^{\mathrm{IV}} = 4{,}863\ \mathrm{Km}$$
$$d_3^{\mathrm{IV}} = 8{,}452\ \mathrm{Km} \qquad d_4^{\mathrm{IV}} = 11{,}686\ \mathrm{Km},$$

dall'estremo sud del lago.

Nella fig. 4 sono rappresentati gli andamenti delle prime quattro sesse del lago di Bolsena e risulta evidente che verso l'estremità del

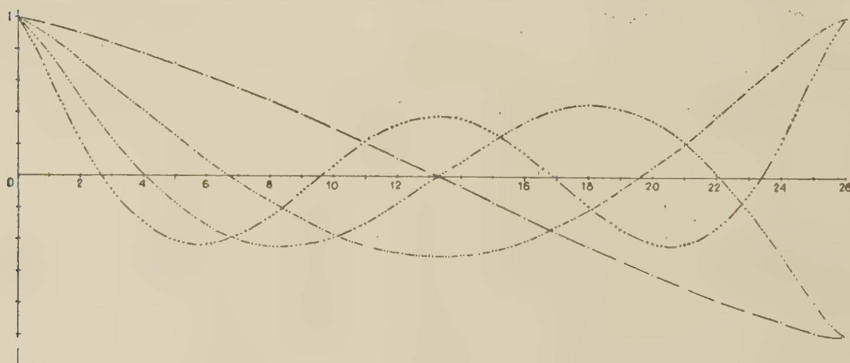


Fig. 4

lago si accorcia la loro lunghezza d'onda. Inoltre può essere notato che le ampiezze verticali delle sesse sono maggiori all'estremità che non al centro del lago o in vicinanza di esso. A parità di ampiezza agli estremi, nella parte centrale del lago ha ampiezza minore la sessa di lunghezza d'onda maggiore.

La particolarità della forma di questo lago spiega in parte la frequenza e l'ampiezza rilevante delle sesse, tanto da essere osservate anche ad occhio; sicché, diventa sempre più interessante eseguire una nuova serie di registrazioni, con vari limnografi opportunamente distribuiti intorno al lago.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Maggio 1953

RIASSUNTO

Si applica per la prima volta, dato l'andamento della curva normale del lago di Bolsena, il metodo proposto da Chrystal per la determinazione degli elementi delle caratteristiche idrodinamiche di un lago parabolico completo. Si determinano gli andamenti degli spostamenti verticali, i nodi e i periodi delle prime quattro sesse.

I risultati concordano con quelli ottenuti, in un precedente lavoro, con i metodi di Hidaka e di Defant e con i dati rilevati dalle registrazioni ottenute da Palazzo.

SUMMARY

For the first time, given the behavior of the normal curve of the Lake of Bolsena, the method proposed by Crystal for the determination of the characteristic hydrodynamic elements of a complete parabolic lake has been applied. The behavior of the vertical displacements, the nodes and the periods of the first four seiches have been determined with this method.

The results agree with those obtained in a preceding work employing the methods of Hidaka and Defant, and with the data evaluated from the registrations obtained by Palazzo.

BIBLIOGRAFIA

CHRYSTAL G.: *On the hydrodinamical Theory of Seiches.* Transactions of the Royal Society of Edinburgh XLI (1905), XLV (1906), XLVI (1907-8).

PALAZZO L.: *Studi limnologici sul lago di Bolsena.* Atti del V Congresso Geografico Italiano. Vol. II, Sez. 1 (1904).

CALOI P.: *Le Sesse del lago di Garda.* Annali di Geofisica. Vol. I (1948).

DI FILIPPO D.: *Le Sesse del lago di Bolsena.* Annali di Geofisica. Vol. IV (1951).

CONSIDERAZIONI SUI METODI DI HOLMES E DI JEFFREYS PER LA DETERMINAZIONE DELL'ETÀ DELLA CROSTA TERRESTRE (*)

G. Imbò - F. S. Gaeta

Le analisi isotopiche di minerali di piombo e particolarmente di galene, eseguite da Nier e collaboratori, hanno messo in evidenza una variazione della composizione con l'età del minerale. È stato difatti riscontrato per le galene, a comportamento normale, che le abbondanze degli isotopi di origine radioattiva: Pb_{206}, Pb_{207}, Pb_{208} rispetto a quella del Pb_{204} di origine non radioattiva, diminuiscono al crescere della età. In effetti l'abbondanza relativa di ciascun isotopo di piombo di origine radioattiva varia nel tempo nel senso che all'abbondanza originaria viene aggiunta quella derivante nel decorso intervallo dalla trasmutazione relativa alla famiglia radioattiva il cui ultimo membro, stabile, corrisponde all'isotopo considerato. I capostipiti delle tre famiglie radioattive relative agli isotopi Pb_{206}, Pb_{207}, Pb_{208}, sono rispettivamente gli elementi: U_{238}, U_{235}, Th_{236}. Note pertanto l'età del minerale (t_m), nonché l'abbondanza relativa, risulta facile stabilire una relazione nella quale figurano ancora tre incognite e precisamente: l'età della crosta (t_o) e le abbondanze originarie dell'isotopo di piombo nonché del relativo capostipite della famiglia radioattiva. E pertanto, se s'indicano le composizioni isotopiche relative di piombo: con a, b, c quella relativa alla galena considerata, e con x, y, z l'originaria incognita; ed inoltre con u_o, v_o, w_o le abbondanze dei tre corrispondenti capostipiti, si deducono, distintamente per a, b, c, tre relazioni, di cui per semplicità si danno solo le espressioni indicative; e cioè si ha evidentemente:

$$a_{tm} = f\ (x,\ u_o,\ t_o - t_m)$$

ed altre due analoghe.

Se da un canto la considerazione di una eventuale variabile abbondanza iniziale dei tre capostipiti relativamente alle singole galene lascerebbe rilevare l'impossibilità di deduzione delle richieste

(*) Comunicazione presentata al Convegno dell'Associazione Geofisica Italiana, tenuto a Roma il 17-18 giugno 1953.

incognite; d'altro canto l'ammissione della variazione uniforme nel tempo della composizione isotopica, nel senso di costante composizione in corrispondenza di arbitrari ma medesimi tempi, indipendentemente pertanto dalla località e dalle vicende subite, con la conseguente deduzione di una costante composizione isotopica iniziale, consente di poter avere l'espressione per il rapporto $r = v_0/u_0$, in base alla conoscenza del valore attuale di esso nonché delle costanti di disintegrazione relative ai due considerati isotopi. Nella detta espressione evidentemente figura con l'età del minerale anche l'età della crosta. Risultando ovvia l'impossibilità di sottoporre ad esame l'espressione in c, w_0, per ciascuna galena, si ha pertanto una unica relazione, la quale, sempre per semplicità, è data dalla espressione generica:

$$\varphi_{tm}\ (x,\ y,\ t_0) = 0.$$

Per evidenti subite contaminazioni non tutte le analisi relative alle 25 galene esaminate possono essere prese in considerazione. E pertanto, pur servendosi dei medesimi dati, i diversi studiosi che hanno voluto applicare l'enunciato metodo, quali: Holmes, che ne è stato l'introduttore, e successivamente F. G. Houtermans, E. C. Bullard, J. P. Stanley, H. Jeffreys, hanno ottenuto valori per l'età della crosta non sempre concordanti, in relazione sia ai criteri di calcolo, sia ancora alle analisi considerate. Ad esempio lo Jeffreys, mediante l'eliminazione delle relazioni corrispondenti a due galene dalle tredici prese inizialmente in considerazione, asserisce di essere passato dal valore di $2{,}6 \times 10^9$ anni all'altro di circa $3{,}3 \times 10^9$.

Per un'indagine critica del metodo si è reso quindi indispensabile una rielaborazione dei calcoli, limitandoli alle galene per le quali, oltre alla conoscenza dell'età entro tollerabili limiti, rilievi su andamenti qualitativi delle abbondanze hanno convinto dell'effettiva o della pratica assenza di contaminazioni o comunque dell'assenza di un comportamento anomalo. Sono state quindi assunte le sole undici galene che, nell'elenco del Nier, si riferiscono rispettivamente ai numeri: 1, 3, 6, 13, 16, 17, 18, 20, 22, 23, 25, le cui età in 10^9 anni, risultano rispettivamente per le prime tre (1, 3, 6) : 0,025; per le successive quattro (13, 16, 17, 18) : 0,220; per la 20 : 0,800; per le 22 e 23 : 1,2 ed infine 1,33 per la 25. Per la deduzione di t_0 si è innanzitutto applicato il metodo che può dirsi dei valori discreti. A tale scopo si sono assegnati al valore incognito del tempo (t) n distinti valori in modo da aversi, in base alla soluzione col metodo dei minimi quadrati degli n indipendenti

sistemi di equazioni lineari in x ed y, per ciascun sistema l'errore quadratico medio. Si assume come valore più probabile di t_0, quel valore di t cui corrisponde il valore minimo del detto errore. Con l'applicazione di tale metodo si è ottenuto all'incirca il valore:

$$t_0 = 2{,}7 \times 10^9 \text{ anni.}$$

Si è voluto inoltre applicare anche il metodo che può dirsi delle intersezioni. Se difatti s'indicano con φ_i e φ_j le relazioni corrispondenti alla i-ma ed alla j-ma galena, risulta agevole eliminare tra esse la x o la y, ottenendosene in effetti le due altre relazioni:

$$X_{ij}\ (x,\ t) = 0$$

$$Y_{ij}\ (y,\ t) = 0$$

rispettivamente in x, t ed in y, t. In tal modo, escludendo evidentemente gli accoppiamenti tra le galene coetanee, si hanno 45 relazioni in x, t ed altrettante in y, t. La rappresentazione grafica di entrambi i gruppi di curve ha consentito inoltre la deduzione delle coordinate dell'eventuale punto d'intersezione di ciascuna curva con tutte le altre curve del medesimo gruppo. La constatazione di parallelismi di curve fino alla pratica o totale sovrapposizione rimane solo parzialmente giustificata spesso dalla coetaneità dei due accoppiamenti necessari per la deduzione dell'incrocio. Mentre difatti da un canto pratici parallelismi si hanno anche per coppie distintamente costituite da galene non coetanee, d'altro canto si hanno netti incroci anche in casi nei quali, a quanto è stato detto, non si sarebbero dovuti presentare. In effetti su 1980 incroci teorici, complessivamente per i due gruppi, nell'intervallo, di t, espresso in 10^9 : $1{,}5 \div 5{,}5$, se ne osservano all'incirca solo il 50% di cui circa il 7% corrispondenti ad incroci anomali, mentre solo presso a poco il 43% relativi ad incroci normali. L'altro 44% degli incroci normali corrisponde o ad andamenti praticamente paralleli o ad incroci verificantisi all'esterno dell'indicato intervallo. Dall'andamento delle frequenze degl'incroci (vedi fig. 1) si nota una distribuzione irregolare con la presenza di tre distinti massimi di cui il centrale (all'incirca per $t = 3{,}5 \times 10^9$ anni), per il numero relativamente cospicuo dei punti che ad esso si riferiscono e per la pratica regolarità dell'andamento della distribuzione delle frequenze verso i valori crescenti di t, può ritenersi il principale. Degli altri due il massimo per circa $2{,}5 \times 10^9$ presenta in

quanto a distribuzione delle frequenze contigue, sebbene con un numero relativamente ridotto di punti, caratteristiche normali, l'altro invece, a circa $4{,}4 \times 10^9$, è costituito da una lieve gobba che risulta

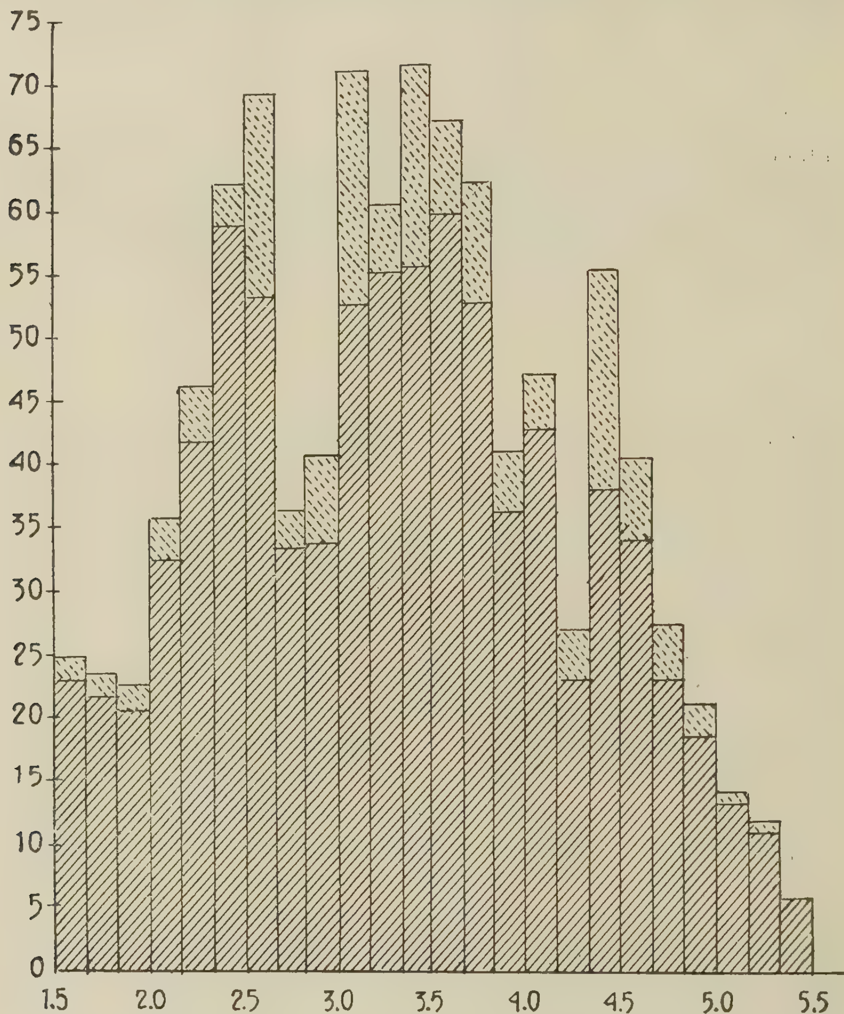
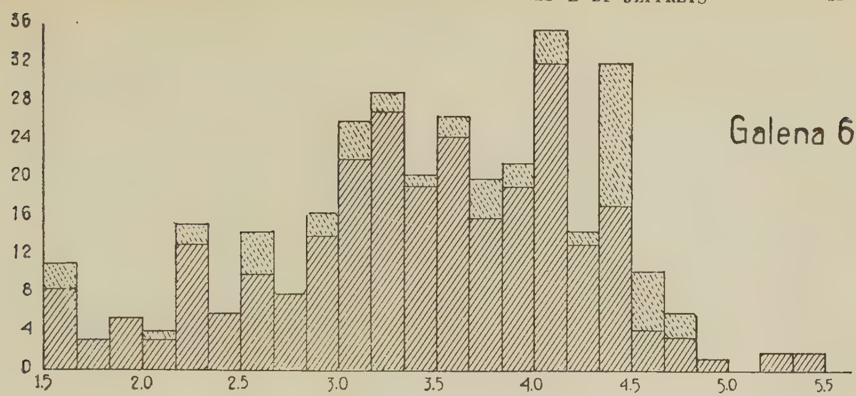
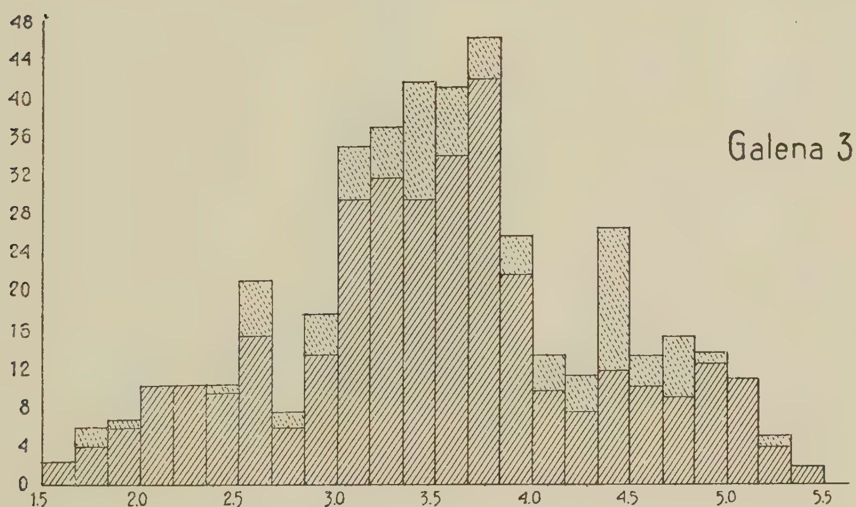


Fig. 1

maggiormente evidente per l'azione determinata da un numero relativamente rilevante di incroci anomali. Nella figura gl'incroci anomali sono rappresentati dalle altezze dei rettangoli punteggiati, mentre quelli normali dalle altezze dei rettangoli tratteggiati. Per l'individuazione inoltre dello eventuale contributo delle singole galene ai


Galena 6
0
4
8
12
16
20
24
28
32
36
1.5
2.0
2.5
3.0
3.5
4.0
4.5
5.0
5.5


Galena 3
0
4
8
12
16
20
24
28
32
36
40
44
48
1.5
2.0
2.5
3.0
3.5
4.0
4.5
5.0
5.5

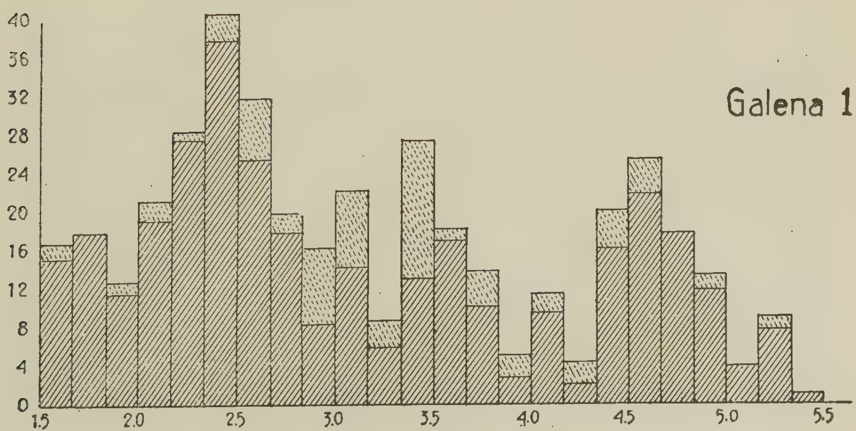

Galena 1
0
4
8
12
16
20
24
28
32
36
40
1.5
2.0
2.5
3.0
3.5
4.0
4.5
5.0
5.5

Fig. 2

tre indicati massimi si è attribuito il tempo ottenuto a ciascuna delle quattro galene costituenti le due distinte coppie da cui si è rilevato l'incrocio. Nel caso in cui nei due accoppiamenti una galena è figurata due volte, anche il tempo è stato assegnato ad essa due volte. Si sono così avuti i valori riportati nelle unite tavole: la tavola I relativa alle curve x, t; la tavola II relativa alle curve y, t; mentre la tavola III si riferisce alla somma dei corrispondenti valori delle due tavole precedenti. Nelle tavole sono indicati distintamente i valori relativi agl'incroci normali e quelli (tra parentesi) relativi agl'incroci

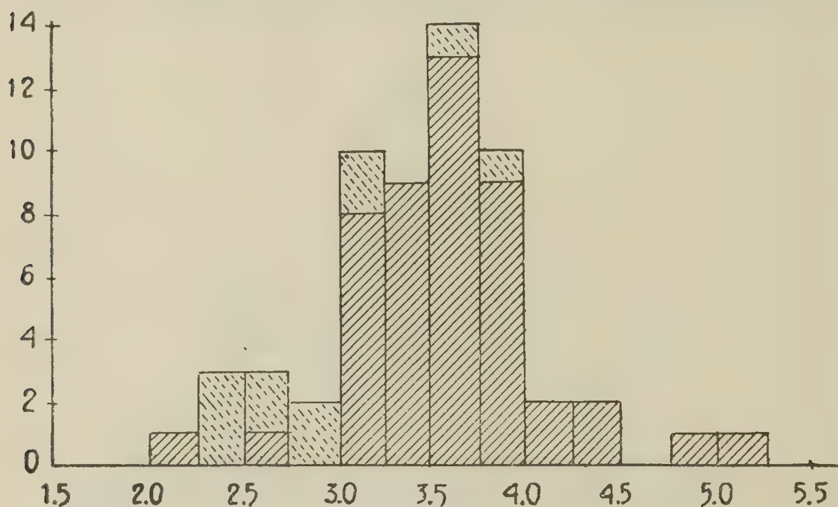


Fig. 3

anomali nonchè i totali. Per ciascuna galena, salvo per la 13, per la quale presentano quasi identica importanza ambedue i massimi estremi, si nota una decisa prevalenza di uno solo dei tre indicati massimi. Si riproducono nella figura 2 i soli andamenti relativi alle galene 1, 3, 6 pei quali si notano i massimi rispettivamente, per t in 10^9, intorno a 2,4; 3,7; 4,1. Avendo considerato come si è detto, principale il massimo centrale si è ritenuto opportuno di rieseguire i medesimi precedenti calcoli, escludendo le galene per le quali nella distribuzione delle frequenze si ha un deciso contributo pei massimi estremi. Sono state quindi prese in considerazione le sole sei galene indicate coi numeri: 3, 16, 17, 18, 20, 22. Anche in tale caso i due distinti metodi: quello dei valori discreti e l'altro delle intersezioni, non danno per t_0 il medesimo valore. E precisamente mentre in base al primo si ha $t_0 = 2{,}6 \times 10^9$ anni, la distribuzione della frequenza

degli incroci, sempre nell'intervallo considerato (fig. 3), consente di ottenere per t_0 il valore di circa $3{,}45 \times 10^9$ anni. Per questi incroci si ha in effetti un comportamento analogo a quello indicato precedentemente: precisamente su 132 incroci teorici se ne osservano in detto intervallo solo circa il 45% di cui presso a poco il 9% corrispondenti ad incroci anomali. Spiegazione identica a quella già data in precedenza si ha nei riguardi dell'assenza dei prevedibili incroci normali. La diversità nei valori ottenuti seguendo uno o l'altro dei due metodi viene però giustificata in base alla constatata irregolarità nelle distribuzioni e particolarmente in base al fatto che la gran parte degli inosservati incroci normali, ammontanti all'incirca al 44% nell'esame delle 11 galene ed al 50% nell'esame invece delle 6 galene, si verifica, senza presentare alcun particolare addensamento, per valori di t inferiori ad $1{,}5 \times 10^9$ anni, finanche negativi, in modo da determinare nel valore medio (che dovrebbe presso a poco coincidere col valore ottenuto mediante il metodo dei valori discreti) un valore più basso di quello cui corrisponde il valore del massimo di frequenza. In effetti, come si osserva specie dal grafico della figura 1, mentre a $5{,}5 \times 10^9$ il valore della frequenza degl'incroci è già presso a poco nullo, ad $1{,}5 \times 10^9$ invece si ha già un numero d'incroci relativamente rilevante, che solo gradualmente si riduce col diminuire di t.

Se dal punto di vista matematico la diversità dei valori risulta del tutto giustificata; la dissimmetria e la irregolarità nell'andamento delle frequenze, nonché la presenza di almeno due massimi di frequenza esigono invece una interpretazione fisica. Si osserva innanzitutto che l'enunciato metodo di Holmes si poggia sull'assunzione che nella disintegrazione relativa alle tre famiglie radioattive, alla riduzione di ogni singolo atomo del capostipite corrisponde l'aumento di un atomo del relativo isotopo di piombo. Una tale condizione potrebbe essere ritenuta sicuramente soddisfatta solo nel caso in cui tra i membri di transizione delle varie famiglie non vi fossero elementi volatili. Nell'altro caso risulta ovvia la possibilità di fuga o di apporto di atomi del membro volatile con la conseguente presenza di un numero di atomi radiogenici di piombo diverso da quello che si sarebbe avuto in base all'ammissione teorica. Questa considerazione e precisamente l'ammissione, ancora giustificata, di una prevalenza di fughe con la conseguenza ovvia di una riduzione nel numero presente di atomi di piombo radiogenici e quindi anche nel valore di t, dà contemporaneamente la spiegazione delle osservate anomalie. Oltre al constatato andamento delle frequenze può ritenersi una prova di una

effettiva alterazione nelle ottenute abbondanze, l'entità del medio scostamento rispetto all'andamento medio dei valori: abbondanza-età, variabile a seconda dell'isotopo di piombo considerato. Anche soffermandosi ad un'indagine qualitativa, può dirsi che esso risulta relativamente grande per il Pb_{206}, esiguo per il Pb_{207}, intermedio per il Pb_{208}, in accordo con i valori del periodo dell'elemento volatile da cui essi potrebbero avere origine e cioè del *Rn*, dell'*An*, del *Tn*, ai quali corrispondono per il periodo, rispettivamente i valori: 3^g, 823; 54^s, 5; 3^s, 92.

Lo stesso Jeffreys ha infatti constatato per ciascun gruppo di galene coetanee che, mentre per il Pb_{206} e per il Pb_{208} si hanno variazioni nei valori delle abbondanze relative in senso concorde e pressoché lineare; per il Pb_{207} si ha invece un'inattesa esigua variazione. Anzi Jeffreys che ha creduto di stabilire un metodo per la ricerca dell'età della crosta, basato sulla deduzione di detti medi scostamenti, in quanto ritenuti derivanti da dispersioni nelle abbondanze iniziali dei capostipiti delle famiglie radioattive nelle differenti parti della crosta primitiva, ha dovuto proporre di limitare l'esame solamente per il Pb_{206} e per il Pb_{208}. Le precedenti considerazioni, con l'attribuire le notate deviazioni in tutto od anche in parte ad altra origine, lascerebbero però escludere la possibilità di applicazione del metodo di Jeffreys. In quanto al metodo di Holmes può concludersi invece sulla necessità di ulteriori analisi isotopiche, spinte anche a galene più antiche, prima di poter avere in base ad esso un accettabile valore per l'età della crosta. In effetti potrebbero presentarsi due casi: o che nell'eventuale bilancio di perdite e di acquisti vi sia stato un perfetto compenso ed in tal caso il metodo, pur con qualche lieve ritocco, può essere applicato nel modo anzidetto con prevedibile accordo tra i valori ottenuti; oppure, come è presumibile, che vi sia stata una prevalenza di fuga sugli apporti (e teoricamente è ammissibile anche il viceversa) ed in quest'altro caso, prima dell'applicazione, è necessario apportare ai dati originali opportune correzioni, di cui si vede la possibilità di deduzione attraverso indagini critiche degli osservati comportamenti.

RIASSUNTO

In base alle analisi isotopiche di 13 galene viene dedotta l'età della crosta terrestre, seguendo i metodi dei valori discreti nonché delle intersezioni. Il disaccordo dei risultati, nonché la pluralità dei valori ottenuti col secondo metodo, sono attribuiti a diverse cause tra le quali l'eventualità di fughe o di apporti di elementi volatili, alteranti pertanto le condizioni basilari del problema. Le effettuate considerazioni lascerebbero da un canto escludere la possibilità di applicazioni del metodo di Jeffreys e d'altro canto dedurre per l'uso del metodo di Holmes l'introduzione di particolari correzioni ai dati originali o l'indispensabilità di un numero di analisi isotopiche notevolmente maggiori rispetto all'attuale.

SUMMARY

On the basis of isotopic analysis of 13 samples of lead ores, the age of the earth's crust has been determined using the method of discrete values as well as the intersections. The disagreement in the results, as well as the diversity of values obtained with the second method, is attributed to various causes among which are the possibilities of escape or adsorbtion of volatile elements, thus altering the basic conditions of the problem. These considerations would exclude on one hand the possibility of applying the method of Jeffreys, and on the other hand, in order to apply the method of Holmes, would require the introduction of particular corrections to the original data, or a number of isotopic analyses notably greater than that actually obtained.

CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE
COMMISSIONE PER L'IDROLOGIA SCIENTIFICA

Nell'agosto del 1954 si terrà a Roma l'Assemblea dell'Unione Geodetica Geofisica Internazionale della quale fa parte l'Associazione Internazionale di Idrologia. La partecipazione italiana alla Sezione di idrologia verrà coordinata dalla Commissione per l'idrologia scientifica, emanazione del Consiglio Nazionale delle Ricerche, con sede in Roma, Via della Purificazione, 23.

I temi da trattare sono i seguenti:

1) *Glaciologia e nevi* - temi liberi.
2) *Erosione del suolo* - temi liberi.
3) *Acque sotterranee*:

a) fattori geologici e idrogeologici che intervengono nella formazione delle riserve sotterranee con particolare riguardo al rimpinguamento artificiale;
b) influenza dei lavori di sistemazione del suolo sulla accumulazione delle acque sotterranee;
c) interpretazione delle variazioni dei livelli d'acqua nei pozzi e nelle sorgenti;
d) breve descrizione delle acque sotterranee e della loro utilizzazione nei diversi paesi.

4) *Evaporazione*:

a) nuove ricerche concernenti l'evaporazione della superficie dei laghi, della superficie terrestre, del suolo e attraverso la vegetazione;
b) studio dei diversi fattori che influenzano l'evaporazione e loro importanza relativa;
c) metodi e strumenti di misura.

5) *Deflussi*:

a) correlazione tra portate e fattori meteorologici, soprattutto precipitazioni e temperature. Formule empiriche, curve e sbanchi sperimentali: loro studio comparativo e critico e tentativi di standardizzazione. Applicazione alla previsione delle piene e delle magre;
b) studio delle correlazioni interperiodiche (periodi: l'anno, il trimestre, il mese o periodi più corti). In particolare correlazioni in-

termensili, caratteristica ed attendibilità delle previsioni basate su queste correlazioni;

c) correlazioni fra manto nevoso e portate: applicazione dalla previsione delle portate;

d) studio particolare dei fattori influenzanti i deflussi (temperatura vento e umidità dell'aria, rugiada e precipitazioni occulte). Natura geologica dei terreni: possibilità di caratterizzare un bacino attraverso la sua capacità di ritenzione.

6) *Laghi*:

a) misura della temperatura e delle correnti nei laghi naturali e artificiali. Metodi e strumenti di misura. Bilancio idrologico dei laghi;

b) capacità regolatrice dei laghi e dei serbatoi con particolare riferimento alla laminazione delle piene; studi teorici e sperimentali.

7) *Trasporto solido*: temi liberi.

Poiché le riunioni dell'Associazione di Idrologia sono sempre state caratterizzate da un largo contributo scientifico, anche da parte italiana, sarà gradita la collaborazione dei tecnici e degli studiosi delle materie che formano oggetto dei temi predetti, tanto più in considerazione del fatto che, tenendosi la prossima riunione a Roma, dovrà essere dato un maggior impulso alla nostra partecipazione.

Coloro che desiderano presentare memorie dovranno darne comunicazione alla Segreteria della predetta Commissione precisando il titolo e l'argomento che intendono trattare.

La Commissione dopo aver esaminato e coordinato le singole proposte, deciderà sulla possibilità della loro presentazione al Congresso.

I testi delle relazioni accettate, accompagnati da un riassunto di 250 parole, dovranno pervenire alla Commissione stessa entro il 15 marzo 1954. I testi stessi non dovranno superare le 15 pagine, di 3.000 lettere ciascuna, figure comprese.

Le relazioni devono essere possibilmente presentate in lingua francese o inglese.

Il Presidente della
Commissione per l'Idrologia Scientifica

Prof. ing. MARCO VISENTINI

ASSOCIAZIONE GEOFISICA ITALIANA

Riunione dell'Assemblea Generale dei soci tenuta a Roma nei giorni 17-18 *giugno* 1953

Nei giorni 17 e 18 giugno 1953 si è tenuto in Roma il Convegno annuale dell'Associazione Geofisica Italiana. Le sedute si sono tenute nella Sede dell'Istituto Nazionale di Geofisica. Sono intervenuti ed hanno partecipato ai lavori del Convegno i seguenti soci: Enrico Albanese Manfredi, Giuseppina Aliverti, Edoardo Amaldi, Carmelo Aquilina, Francesco Bella, Alfredo Benedetti, Raul Bilancini, Giovanni Boaga, Antonio Bolle, Vincenzo Brazzoduro, Pietro Caloi, Luigi Casertano, Gino Cassinis, Giuseppe Cena, Renato Cialdea, P. Cesare Coppedè, Norberto Della Croce, Mario De Panfilis, Oreste De Pasquale, Domenico Di Filippo, Piero Dominici, P. Digiesi, Ramiro Fabiani, Giorgio Fea, Camilla Festa, Maurizio Giorgi, Giuseppe Imbò, Liliana Marcelli, Franco Mariani, Enrico Medi, Franco Molina, Carlo Morelli, Gian Battista Pacella, Donato Palumbo, Francesco Penta, Francesco Peronaci, Adolfo Perozzi, Giorgio Roncali, Ezio Rosini, Mariano Santangelo, Luigi Santomauro, Stelio Silleni, Luigi Solaini, Maria Cecilia Spadea, Mario Tenani, Paolo Emilio Valle, Pio Vitozzi, Guglielmo Zanotelli.

Non hanno potuto partecipare ma hanno inviato la loro adesione i professori: Giorgio Abetti, Paolo Dore, Sergio Mineo, Antonio Marussi, Guido Pannocchia, Silvio Polli, Mario Picotti, Giovanni Silva, Carlo Trombetti.

I lavori del Convegno si sono svolti con il seguente programma già predisposto dal Consiglio di Presidenza:

17 Giugno 1953

Ore 9: Consiglio di Presidenza.

» 10: Assemblea Generale dei soci.

a) Comunicazione del Consiglio di Presidenza.

b) Elezione del Presidente.

c) Elezione di due nuovi Consiglieri.

d) Ammissione di nuovi soci.

» 11: Commemorazione del prof. Francesco Vercelli tenuta dall'on. prof. Enrico Medi.

» 12: Riunione del nuovo Consiglio di Presidenza per la deliberazione sull'attività scientifica dell'Associazione da proporre all'Assemblea.

Ore 16: Esposizione e discussione delle comunicazioni scientifiche presentate al Convegno nel seguente ordine:

1. *F. Penta*: « Sulle possibilità offerte dal territorio della Repubblica di El Salvador (C. A.) nel campo delle forze endogene ».
2. *A. Perozzi*: « Su alcune manifestazioni fumaroliche e solfatariche del El Salvador (C. A.) ».
3. *A. Marussi*: « Sulla riduzione regionale e sul metodo delle derivate seconde in gravimetria ».
4. *M. Tenani*: « Nuovo grafico per la determinazione del punto di rugiada».
5. *N. Della Croce*: « Le correnti superficiali nel Tirreno ».
6. *Ist. Idrografico della Marina*: « Sui limiti del Mar Ligure ».
7. *S. Polli*: « L'attuale deformazione della crosta terrestre ».
8. *E. Medi*: « Esperienze e ricerche sulla pioggia provocata eseguite nell'Istituto Nazionale di Geofisica».
9. *G. Fea*: « La cinematografia quale mezzo ausiliario nello studio dei fenomeni meteorologici».
10. *G. Fea*: « Esperienze sulla pioggia provocata condotte in Calabria dall'Aeronautica Militare in collaborazione con l'Istituto Nazionale di Geofisica ».

18 Giugno 1953

Ore 9:

11. *G. Imbò-F. Gaeta*: « Considerazione sui metodi di Holmes e di Jeffreys per la determinazione dell'età della Terra ».
12. *G. Imbò - L. Casertano*: « Analisi radioattive delle rocce col metodo fotografico ».
13. *L. Santomauro - A. Cigna*: « Alcune misure sulla radioattività delle precipitazioni atmosferiche ».
14. *D. Palumbo*: « Metodi per la determinazione del contenuto radioattivo ».
15. *M. Santangelo*: « Esame del contenuto di elementi radioattivi in una meteorite ».
16. *P. Caloi - M. C. Spadea*: « Oscillazioni libere del bacino orientale del Garda (bacino Peschiera-Garda) ».
17. *R. Cialdea - P. Dominici*: « Un nuovo tipo di microfotometro: il tracciatore di isofote ».
18. *F. Bella*: « Contatori ad elettrodi piani ».
19. *O. De Pasquale*: « Ricerche sperimentali sulla turbolenza atmosferica ».
20. *O. De Pasquale*: « Il problema della evaporazione nella meteorologia sinottica e previsionistica ».
21. *D. Digiesi*: « Studi e lavori di interesse geofisico presso l'Istituto Geografico Militare ».

Ore 13: *a*) Relazione del Segretario sul bilancio finanziario dell'Associazione.

b) Approvazione delle proposte del Consiglio di Presidenza relative all'attività scientifica dell'Associazione per l'anno 1953-54.

» 16: Gita a Tivoli con visita alla Villa Adriana ed alla Villa d'Este.

* * *

Prima della riunione dell'Assemblea Generale dei Soci, mercoledì 17 giugno, alle ore 9, si è tenuto il Consiglio di Presidenza dell'Associazione. Il Segretario ha portato a conoscenza del Consiglio l'azione svolta e le iniziative prese per la preparazione del Convegno e per l'incremento della vita e della attività scientifica della Associazione per conseguire le finalità statutarie. Per i particolari sulla riunione del Consiglio di Presidenza si rinvia al verbale del Consiglio di Presidenza.

Alle ore 10 il Consigliere anziano prof. M. Tenani ha aperto i lavori dell'Assemblea Generale dei Soci ringraziando gli intervenuti e il Direttore dell'Istituto Nazionale di Geofisica che ha ospitato con tanta cordialità l'Assemblea ed ha offerto i mezzi necessari per la vita e la prosperità dell'Associazione.

Il prof. M. Tenani brevemente ha messo al corrente l'Assemblea del lavoro svolto pur in mezzo a difficoltà estranee alla volontà del Consiglio di Presidenza; il lungo periodo di degenza e poi la morte del Presidente Ecc.za prof. F. Vercelli non hanno consentito quella libertà e serenità di lavoro che pur era tanto necessaria all'Associazione che si trovava agli inizi della sua esistenza.

Si è passati quindi alla elezione del Presidente; su proposta del Segretario venne accettata unanimemente la decisione di derogare dalla norma regolamentare di far votare solo i soci in regola con la quota sociale, posto che la brevità del tempo non avrebbe consentito di espletare sul momento le operazioni necessarie.

Fatto l'appello dei soci ammessi al voto sono risultati presenti 27 votanti; sono stati nominati due scrutatori nelle persone della prof. Liliana Marcelli e dott. Camilla Festa; dalla votazione sono risultati 27 voti validi di cui 19 al prof. M. Tenani.

È stato quindi unanimemente applaudito il nuovo Presidente nella persona del prof. M. Tenani il quale ha ringraziato l'Assemblea, e con la fiducia nell'aiuto e nella collaborazione di tutti ha promesso di dedicare ogni amorosa cura al bene ed alla vitalità dell'Associazione.

Si è passati quindi alla elezione di tre nuovi Consiglieri, due secondo il consueto rinnovo annuale, ed uno in sostituzione del prof. Tenani nominato Presidente.

Sono stati estratti a sorte i due Consiglieri uscenti che sono risultati essere i professori Raul Bilancini e Giuseppe Imbò.

Le votazioni con 27 votanti hanno dato i seguenti risultati:

Prof. Giuseppina Aliverti	voti *18*
Prof. Giovanni Boaga	» *12*
Prof. Pietro Caloi	» 7
Prof. Gino Cassinis	» *16*
Prof. Giorgio Fea	» 3
Prof. Carlo Morelli	» 8
Prof. Enrico Medi	» 10
Prof. Mariano Santangelo	» 5
Prof. Guglielmo Zanotelli	» 2

Risultarono eletti Consiglieri i seguenti soci: prof. G. Aliverti, prof. G. Boaga, prof. G. Cassinis.

Ed il Consiglio di Presidenza è pertanto così composto:

Presidente: Prof. Mario Tenani
Consiglieri: Prof. Giuseppina Aliverti
» Carmelo Aquilina
» Giovanni Boaga
» Gino Cassinis
» Francesco Penta
» Luigi Solaini
Segretario: Prof. Maurizio Giorgi.

Il Segretario ha comunicato quindi all'Assemblea le domande di ammissione degli aspiranti soci.

Hanno fatto domanda di ammissione le seguenti persone: dott. Enrico Albanese Manfredi, prof. Silvio Ballarin, dott. Vincenzo Brazzaduro, prof. Giuseppe Cena, P. Cesare Coppedè, dott. ing. Bruno Conforto, dott. Luigi Casertano, dott. Norberto Della Croce, dott. De Pasquale Oreste, il Direttore dell'Ist. Geografico Militare, il Direttore dell'Ist. Idrografico della Marina, dott. Diego Fedele, prof. Filippo Falini, dott. ing. Gustavo Mazzarelli, prof. Antonio Marussi, prof. Gian Battista Pacella, prof. Donato Palumbo, dott. ing. Adolfo Perozzi, prof. Giovanni Silva, dott. Luigi Santomauro, ing. Emanuele Terrana, dott. Paolo Pani, dott. Cecilia Spadea, dott. Ottavio Antisari Vittori, dott. Renato Trudu, prof. Arnaldo Belluigi.

L'Assemblea ha espresso parere favorevole per tutti e ne ha rinviato la ratifica al Consiglio di Presidenza.

Alle ore 11 nella Aula Magna dell'Istituto di Fisica alla Città Universitaria si tenne la solenne commemorazione del prof. F. Vercelli.

Il Presidente dell'A.G.I., prof. Mario Tenani, lesse un commosso

indirizzo alla memoria del primo Presidente dell'Associazione e le lettere e telegrammi di adesione alla commemorazione inviati da:

Prof. Salvatore Rebecchini - Sindaco di Roma.
Comm. dott. Giuseppe Petrocchi - Direttore Generale Istruzione Superiore del Ministero della Pubblica Istruzione - Roma.
Ecc.za prof. Michele Gortani.
Prof. Sabato Visco - Preside Facoltà di Scienze - Università di Roma.
Prof. Polvani - Università di Milano.
Amm. Jannucci - Direttore Ist. Idrografico della Marina - Genova.
Ecc.za prof. Arangio Ruiz - Presidente dell'Accademia dei Lincei.
Prof. Mario Picotti - Direttore Ist. Talassografico di Trieste.
Prof. G. Morandini - dell'Università di Padova.
Prof. Giovanni Silva - dell'Osservatorio Astronomico di Padova.
Prof. Giorgio Dal Piaz - dell'Università di Padova.

Il discorso ufficiale commemorativo è stato tenuto dall'on. prof. Enrico Medi. La brillante orazione del prof. Medi ha rievocato, con nobili accenti efficaci e toccanti, la vita e le opere del prof. F. Vercelli: il vasto contributo alla Scienza, la profondissima cultura umanistica e tecnica; il grande cuore e la superiore intelligenza che sempre in perfetta e sublime armonia si sono manifestati in ogni opera sua.

Hanno presenziato alla commemorazione autorevoli membri del mondo culturale, scientifico ed ufficiale, rappresentanti dei Ministeri della P. Istruzione e dell'Agricoltura e Foreste, dell'Accademia dei Lincei, dell'Accademia Pontificia delle Scienze, del Consiglio Nazionale delle Ricerche, dell'Università di Roma e di altre Università italiane, dell'Istituto Geografico Militare, della Commissione Geodetica Italiana, dell'Associazione Nazionale di Geofisica ecc.

Alle ore 12,30 si è riunito il nuovo consiglio di Presidenza per predisporre il piano dell'attività scientifica dell'Associazione da proporre poi all'Assemblea nella riunione del giorno successivo e per il quale si rinvia all'apposito verbale del Consiglio di Presidenza.

Alle ore 16 del giorno 17 giugno presso la sede dell'Istituto Nazionale di Geofisica ha avuto inizio la esposizione e quindi la discussione delle varie note scientifiche presentate da alcuni soci nell'ordine che viene qui riportato:

1. *F. Penta*: « Sulle possibilità offerte dal territorio della Repubblica di El Salvador (C.A.) nel campo delle forze endogene ».
2. *R. Perozzi*: « Su alcune manifestazioni fumaroliche e solfatariche nel El Salvador (C.A.) ».
3. *A. Marussi*: « Sulla riduzione regionale e sul metodo delle derivate seconde in gravimetria ».

4. *M. Tenani*: « Nuovo grafico per la determinazione del punto di rugiada ».
5. *N. Della Croce*: « Le correnti superficiali nel Tirreno ».
6. *Ist. Idrografico della Marina*: « Sui limiti del Mar Ligure ».
7. *S. Polli*: « L'attuale deformazione della crosta terrestre ».
8. *E. Medi*: « Esperienze e ricerche sulla pioggia provocata eseguite nell'Istituto Nazionale di Geofisica ».
9. *G. Fea*: « La cinematografia quale mezzo ausiliario nello studio dei fenomeni meteorologici».
10. *G. Fea*: « Esperienze sulla pioggia provocata condotta in Calabria dall'Aeronautica Militare, in collaborazione con l'Istituto Nazionale di Geofisica ».

La seduta viene sospesa alle ore 20,30.

Il 18 giugno alle ore 9 vengono riprese le discussioni sui temi dei lavori presentati al Convegno nel seguente ordine:

11. *G. Imbò - F. Gaeta*: « Considerazioni sui metodi di Holmes e di Jeffreys per la determinazione dell'età della Terra ».
12. *G. Imbò - L. Casertano*: « Analisi radioattive delle rocce col metodo fotografico ».
13. *L. Santomauro - A. Cigna*: « Alcune misure sulla radioattività delle precipitazioni atmosferiche ».
14. *D. Palumbo*: « Metodi per la determinazione del contenuto radioattivo ».
15. *M. Santangelo*: « Esame del contenuto di elementi radioattivi in una meteorite».
16. *P. Caloi - M. C. Spadea*: « Oscillazioni libere del Bacino orientale del Garda (Bacino Peschiera-Garda) ».
17. *R. Cialdea - P. Dominici*: « Un nuovo tipo di microfotometro: il tracciatore di isofote ».
18. *F. Bella*: « Contatori ed elettrodi piani ».
19. *O. De Pasquale*: « Ricerche sperimentali sulla turbolenza atmosferica ».
20. *O. De Pasquale*: « Il problema della evaporazione nella meteorologia sinottica e previsionistica ».
21. *D. Digiesi*: « Studi e lavori di interesse geofisico presso l'Istituto Geografico Militare ».

Alla esposizione dei lavori ha seguito la discussione a cui hanno vivamente partecipato con interesse molti convenuti.

Alle ore 12,30 il Presidente ha dichiarato chiuso il lavoro scientifico ed ha aperto la seduta dell'Assemblea Generale dei soci esponendo le deliberazioni del Consiglio di Presidenza circa l'attività dell'Associazione nel prossimo futuro. Il Consiglio di Presidenza ha pas-

sato in rassegna diverse possibilità circa l'attività dell'Associazione in armonia con le finalità statutarie; ragioni di praticità e opportunitá, in vista del prossimo Congresso internazionale dell'U.G.G.I. consigliano per il momento:

a) di curare la bibliografia geofisica italiana nell'ultimo decennio da pubblicarsi entro la primavera del 1954;

b) di fissare per il Convegno dell'Associazione da tenersi nella primavera del 1954 uno o due temi di largo interesse geofisico, ma non troppo generali, in guisa da poter assicurare ad essi l'attenzione di diversi studiosi pur rimanendo abbastanza circoscritti da potersi convenientemente approfondire.

Dopo ampio dibattito il Presidente ha proposto e l'Assemblea ha approvato di suddividere la bibliografia nei seguenti capitoli ed affidarne il compito della raccolta alla persona indicata a fianco:

1. Elettricità atmosferica e magnetismo terrestre (*Prof. M. Giorgi*).
2. Geofisica applicata (*Prof. L. Solaini*).
3. Idrologia (*da destinarsi*).
4. Meteorologia, radiazione solare, ed ottica atmosferica (*Prof. R. Bilancini*).
5. Oceanografia (*Prof. M. Tenani*).
6. Radioattività della Terra e raggi cosmici (*Dott. C. Festa*).
7. Sismologia (*Prof. P. Caloi*).
8. Vulcanologia (*Prof. G. Imbò*).

Il Segretario è stato incaricato di redigere delle norme generali per uniformare il lavoro bibliografico dei vari incaricati; verranno quindi stampate apposite schede da riempirsi con le indicazioni bibliografiche e con un breve riassunto.

Dette schede dovranno essere compilate entro il mese di dicembre prossimo ed inviate entro il corrente anno al Segretario che ne curerà la pubblicazione entro il mese di marzo 1954.

Per ciò che concerne i temi da proporre per il Convegno della primavera 1954 il Consiglio di Presidenza provvederà a fissarli al più presto.

Il Presidente ha dato quindi la parola al Segretario che ha riferito sul bilancio dell'anno decorso. Il Segretario ha portato così a conoscenza dell'Assemblea il lavoro da lui fatto per il riconoscimento giuridico della Associazione e a tal riguardo ha letto una lettera del Direttore dell'I.N.G. indirizzata all'Associazione in cui viene annunciata la cessione di una biblioteca consistente di un certo numero non ancora precisato di libri nonché trattati di geofisica e di fisica generale e di una sovvenzione straordinaria di L. 150.000 allo scopo di costituire un fondo patrimoniale necessario per il suddetto riconoscimento giuridico in Ente Morale.

Quasi tutte le spese dell'Associazione, stampa, posta, organizzazione dei Convegni, sono state sostenute dall'Istituto Nazionale di Geofisica.

È stato quindi sottoposto all'approvazione dell'Assemblea il seguente resoconto finanziario relativo all'anno decorso.

RESOCONTO AMMINISTRATIVO DAL 1° GIUGNO 1952 AL 16 GIUGNO 1953

Elenco spese:

1) Spese postali varie, lettere, telegrammi, ecc. (parziali)	L.	2.844
2) Spese varie durante il Convegno del 1952 (Fatt. n. 1)	»	14.400
3) Stampa di n. 250 cartoncini e buste a lutto (Fatt. n. 2)	»	6.000
4) Stampa di n. 300 copie del Regolamento Aggiuntivo allo Statuto dell'Associazione (Fatt. n. 3) . .	»	6.000
5) Stampa di n. 500 cartoncini invito e buste (Fatt. n. 4)	»	15.000
Totale	L.	44.244

Introiti:

Quote sociali n. 33 a L. 1000	L.	33.000

Riepilogo del Bilancio

Residuo al 1° giugno 1952	L.	27.135
Entrate dal 1° giugno al 16 giugno 1953 . . .	»	33.000
Totale	L.	60.135
Totale Uscite	L.	44.244
Residuo liquido in Cassa	L.	15.891
L'Istituto Nazionale di Geofisica ha provveduto al pagamento delle spese di stampa per complessive n. 1050 copie di n. 7 comunicazioni scientifiche presentate dai soci al Convegno dell'A.G.I. del 1952 per la somma totale di	L.	44.320
L'Istituto Nazionale di Geofisica ha inoltre sostenuto tutte le minute spese di cancelleria e postali per complessive	L.	7.500

L'Assemblea approva all'unanimità detto resoconto.

Il Presidente quindi, dopo aver espresso un caloroso ringraziamento a nome di tutta l'Associazione all'on. prof. Enrico Medi, Direttore dell'I.N.G., che con il suo diretto e tangibile interessamento ha dato la possibilità di organizzare l'attuale Convegno e di formare le basi per la futura attività e prosperità dell'Associazione, dichiara chiusi i lavori.

Nel pomeriggio l'Istituto Nazionale di Geofisica ha offerto ai convegnisti una gita turistica alla Villa Adriana ed alla Villa d'Este a Tivoli.

Il Segretario
Prof. MAURIZIO GIORGI

Il Presidente
Prof. MARIO TENANI

RIASSUNTI DELLE COMUNICAZIONI SCIENTIFICHE PRESENTATE AL CONVEGNO

F. PENTA

« Sulle possibilità offerte dal territorio della Repubblica di El Salvador nell'America Centrale nel campo delle "forze endogene" ».
(Nota preliminare).

Dall'esame dei luoghi ed in considerazione delle caratteristiche geologiche della regione si riportano le manifestazioni fumaroliche e solfatariche della regione salvadoreña per buona parte al tipo di quelle attualmente in fase di « ricerca » nelle aree vulcaniche in Italia (Napoletano, Viterbese, Isola Vulcano), in Giappone, Nuova Zelanda, ecc. Alcune sono legate anche ad acque sotterranee. Di regola, esse si presentano in ottime condizioni, perché coprono aree molto vaste e sono legate ad uno dei vulcanismi più attivi conosciuti. Fattore favorevole è la quasi certezza che fra le acque sotterranee non siano da annoverare quelle di origine marina. Intorno ed entro alle aree delle manifestazioni conviene intensificare le ricerche sia nella speranza di captare vapore utile, sia nell'intento di « sfruttare», in via subordinata, le acque più calde come sorgente termica. Con i sondaggi da eseguire in conseguenza si potranno studiare anche le altre possibilità (*S*, *As*, gas vari e gas rari, radioattività ecc.).

Prescindendo da tali manifestazioni superficiali, esalative ed idrotermali, l'allineamento di vulcani attivi (Izalco, S. Salvador, S. Miguel ecc.) e la lontananza dal mare rendono probabile il rinvenimento anche nel sottosuolo più profondo di importanti fonti di energia termica in corrispondenza specialmente della « linea » di dislocazione lungo la quale si succedono i vulcani attivi stessi.

A. PEROZZI

« Su alcune manifestazioni fumaroliche e solfatariche nel El Salvador (Centro America) ».

Si descrivono brevemente le manifestazioni fumaroliche e solfatariche più importanti della Repubblica di El Salvador nel Centro America, quelle cioè che hanno le loro sedi lungo una fascia che passa per i vulcani ancora attivi e a ricordo storico di Izalco, S. Salvador, Ilopango, S. Vicente, S. Miguel.

Le maggiori temperature sono state misurate a Cuyanausul (Dipartimento di Ahuachapan) con 125,5 °C ed al Tronador (Dipartimento di Usulutan) con 107 °C. Esse sono molto maggiori di quelle note dalla letteratura che sono sempre inferiori a 100 °C.

Si avanza l'ipotesi che ciò sia dovuto ad un aumento della termalità in generale della regione, a meno che le bocche con temperature più alte non siano sfuggite ai precedenti ricercatori perché meno appariscenti esalando da esse vapore secco.

A. MARUSSI

« Sulla riduzione regionale e sul metodo delle derivate seconde in gravimetria ».

Si richiamano alcune ricerche di Pizzetti, che consentono di ottenere, con procedimenti applicabili in pratica, la divergenza del gradiente superficiale della gravità (secondo parametro differenziale di Beltrami della gravità in superficie). Queste ricerche vengono messe in relazione con i metodi della riduzione regionale e delle derivate seconde, che sono stati proposti recentemente dagli Autori americani per le pratiche applicazioni in gravimetria.

Nel caso in cui la superficie sulla quale si calcola tale divergenza sia di livello, il secondo parametro differenziale si esprime assai semplicemente mediante gli elementi geometrici e meccanici del campo.

M. TENANI

« Nuovo grafico per la determinazione del punto di rugiada ».

Nel descrivere il nuovo grafico si accenna alla sua utilizzazione pratica per la previsione locale della nebbia e dell'altezza delle nubi a bordo delle navi.

N. DELLA CROCE

« Le correnti superficiali nel tirreno ».

Si riassumono insieme con i risultati delle ricerche precedenti quelli ottenuti con numerosi lanci di bottiglie galleggianti eseguiti nelle varie stagioni degli anni 1951-1952.

IST. IDROGRAFICO DELLA MARINA

« Sui limiti del Mar Ligure ».

Si espongono i risultati di nuove indagini batimetriche atti a definire il confine tra il Mar Ligure e il Mar Tirreno e a determinare le caratteristiche fisiche del Mar Ligure.

S. POLLI

« L'attuale deformazione della crosta terrestre »

Sulla base dei dati mareografici di tutte le stazioni della Terra si mette in evidenza come attualmente la crosta terrestre si deformi

con tendenza a diminuire lo schiacciamento lungo l'asse polare. L'aumento del diametro polare risulta di quasi un mm per decennio, la diminuzione del diametro equatoriale è dello stesso ordine.

E. MEDI

« Esperienze e ricerche sulla pioggia provocata eseguite nell'Istituto Nazionale di Geofisica ».

G. FEA

« La cinematografia quale mezzo ausiliario nello studio dei fenomeni meteorologici ».

Vengono descritti alcuni risultati ottenuti, illustrandoli con proiezioni di films ripresi dalla Sezione Studi del Servizio Meteorologico della Aeronautica Militare a Roma, sul Monte Cimone e in Sardegna.

G. FEA

« Esperienze sulla pioggia provocata condotte in Calabria dall'Aeronautica Militare in collaborazione con l'Istituto Nazionale di Geofisica ».

Ricordati i principî fisici fondamentali su cui si appoggiano le esperienze stesse, si descrivono brevemente la organizzazione predisposta, le esperienze e i risultati ottenuti.

Segue un breve documentario.

G. IMBÒ - F. GAETA

« Considerazioni sui metodi di Holmes e di Jeffreys per la determinazione dell'età della crosta terrestre »

In base alle analisi isotopiche di 13 galene viene dedotta l'età della crosta terrestre, seguendo i metodi dei valori discreti nonché delle intersezioni. Il disaccordo dei risultati, nonché la pluralità dei valori ottenuti col secondo metodo, sono attribuiti a diverse cause tra le quali la eventualità di fughe o di apporti di elementi volatili alteranti pertanto le condizioni basilari del problema. Le effettuate considerazioni lascerebbero da un canto escludere la possibilità di applicazioni del metodo di Jeffreys e d'altro canto dedurre per l'uso del metodo di Holmes l'introduzione di particolari correzioni ai dati originali o l'indispensabilità di un numero di analisi isotopiche notevolmente maggiore rispetto all'attuale.

G. IMBÒ - L. CASERTANO

« Analisi radioattiva delle rocce col metodo fotografico ».

In base alle formule date in note precedenti si ricava un sistema di equazioni che permette, dal numero di particelle α raccolte su una lastra fotografica e aventi le proiezioni del percorso nell'emulsione maggiori di determinate lunghezze, di calcolare il numero di atomi di *ThC'*, *RaC'* e *AnA* disintegrati per cm^3 di sostanza in tutto il tempo dell'esposizione. Si indica come da questi valori si può contemporaneamente dedurre il numero di atomi di *An*, *ThA* e *AcC* disintegrati e verificare le condizioni in cui si trovano i diversi elementi delle famiglie radioattive.

Si mostra poi come con lo stesso sistema in condizioni meno favorevoli è possibile dedurre il numero di atomi disintegrati di *ThC'*, *ThA* e *RaC'*, e verificare le condizioni della sola famiglia del Torio; ovvero soltanto il numero di atomi disintegrati di *ThC'* e *RaC'*.

Nel primo caso il tenore in Uranio e Torio può ricavarsi senza fare alcuna ammissione; nel secondo invece bisogna farne soltanto per quel che riguarda la famiglia dell'Uranio; e nell'ultimo, infine, è necessario farne su entrambe le famiglie radioattive, con l'evidente conseguenza che i valori ricavati assumono significati diversi in ognuno dei tre casi.

L. SANTOMAURO - A. CIGNA

« Alcune misure sulla radioattività delle precipitazioni atmosferiche ».

Vengono esposti i risultati ottenuti da misure di radioattività relativa delle precipitazioni atmosferiche in alcune località italiane (Casalborgone, Milano e S. Cesarea Terme), in seguito alle esplosioni atomiche. Tali misure sono state eseguite con un contatore di G-M, sensibile alle radiazioni beta e gamma. È stata trovata una maggiore attività nelle precipitazioni in seguito alle esplosioni atomiche.

D. PALUMBO

« Metodi per la determinazione del contenuto radioattivo »

Si calcola la distribuzione delle proiezioni orizzontali delle tracce di particelle emesse da un materiale sovrapposto ad emulsione nucleare. Si perviene a formule esatte valevoli, indipendentemente dall'esistenza dell'equilibrio secolare delle famiglie radioattive, sia sotto l'ipotesi, generalmente ammessa, che il rapporto tra i percorsi delle parti-

celle in diversi mezzi sia indipendente dalla loro energia, sia sotto ipotesi più generali.

Le formule trovate sono specializzate al caso dell'equilibrio secolare. Si suggeriscono dei metodi pratici per l'analisi dei risultati sperimentali.

M. SANTANGELO

« *Esame del contenuto di elementi radioattivi in una meteorite* »

È stato esaminato, per mezzo di autoradiografia con emulsione nucleare Ilford *C*2 50, il contenuto di elementi radioattivi naturali di una meteorite. Si danno i risultati ottenuti per l'attività specifica, il rapporto per le concentrazioni di *U* e di *Th*; si accenna al problema dell'equilibrio secolare.

P. CALOI - M. CECILIA SPADEA

« *Oscillazioni libere del bacino orientale del Garda (bacino Peschiera-Garda)* ».

Vengono studiate, con parecchi metodi di calcolo, le oscillazioni libere del bacino Peschiera-Garda. Viene provato che l'oscillazione di 30^{m} ca. interessa parte di detto bacino (e precisamente la parte che va da Peschiera alla linea Punta Sirmione-Lazise): ciò ha permesso di risolvere un'annosa questione la cui soluzione fu a lungo auspicata anche dal compianto prof. Vercelli.

Tutta una serie di altre oscillazioni registrate a Peschiera vengono spiegate nella loro origine.

R. CIALDEA - P. DOMINICI

« *Un nuovo tipo di microfotometro: il tracciatore di isofote* ».

Si presenta un nuovo apparato che permette di tracciare rapidamente le isofote di una lastra fotografica. Dato il numero generalmente rilevante di fotogrammi che si ottengono in alcune ricerche geofisiche (brillanza, stato di polarizzazione della luce del cielo...), si rendeva necessaria la costruzione di un apparato, che permettesse un rapido spoglio dei fotogrammi.

Il tracciatore di isofote consiste in una cellula fotoelettrica che esplora il fotogramma da esaminare per mezzo di un disco di Nipkow. Il segnale della cellula, opportunamente amplificato e confrontato con un potenziale prefissato, comanda un tubo al neon, che risulta acceso solo quando la tensione di uscita della cellula uguaglia il potenziale

di confronto scelto in relazione alla densità ottica prescelta per l'isofota da tracciare.

Il disco di Nikpow ha due spirali, una destinata all'esplorazione del fotogramma posta davanti alla cellula e l'altra destinata alla restituzione, posta davanti al tubo al neon. L'isofota viene rilevata sia con l'osservazione diretta sia con una fotografia del tubo al neon attraverso al disco.

Vengono riportati i dati costruttivi dell'apparato ed alcuni risultati indicativi.

F. BELLA

« Contatori ed elettrodi piani ».

Viene esposta la realizzazione di contatori con un ritardo nella formazione di una scintilla dell'ordine di 10^{-9} sec. Ne vengono dati dettagli costruttivi ed alcune caratteristiche.

O. DE PASQUALE

« Ricerche sperimentali sulla turbolenza atmosferica. La turbolenza atmosferica e le variazioni della pressione barometrica »

Riaffermata la importanza del problema della turbolenza atmosferica nella navigazione aerea, si sostiene l'opportunità d'intensificare le ricerche sperimentali, tenendo presente la complessità del fenomeno naturale, di fronte alla forzata semplicità degli schemi teorici. Rilevata l'importanza del vento discontinuo nella genesi della turbolenza, si richiamano brevi concetti teorici sulle onde elastiche del tipo acustico e si mostra come la maggior parte delle azioni elementari generatrici della t. a. si risolvano di massima in variazioni della pressione, generalmente a carattere periodico. Si propone quindi di aggiungere all'equazione della tendenza barometrica un quarto termine, riguardante la complessa azione dinamica. Rievocati alcuni studi fatti dall'A. molti anni addietro sull'influenza del vento sulla pressione barometrica, e la ripresa di essi in tempi più recenti, mediante apparecchiature microbarometriche, si conclude definendo tali strumenti, opportunamente adattati, come pregevoli indicatori a misuratori della t. a. Infine, dopo avere proposto una scala empirica in rapporto a vari tipi di registrazioni, si passa alla descrizione di due modelli di tali apparecchi, « turbografi a pressione », con i quali si propone di dare inizio ad un regolare servizio di segnalazione ed anche di applicazione al campo sinottico.

O. DE PASQUALE

« Il problema della evaporazione nella meteorologia sinottica e previsionistica ».

Dopo avere brevemente richiamata l'importanza del problema, specie dal punto di vista pratico-applicativo, massimamente per quanto concerne il bilancio energetico delle masse d'aria e una delle cause della genesi dei temporali, si lamenta come esso, allo stato attuale della Meteorologia Aeronautica, non sia stato ancora risolto, anche in maniera approssimata, sia dal punto di vista nazionale, sia da quello mondiale. Esposti quindi i risultati preliminari di alcune ricerche sperimentali in corso presso l'Osservatorio Meteorologico della A. M. di Messina, con varie apparecchiature anche di tipo originale, si descrive un modello di strumento che potrebbe essere adottato, anche a titolo di prova, nella rete nazionale. Relativamente poi alla considerazione del fenomeno per la parte empirico-analitica, si mette in massima evidenza l'influenza della turbolenza atmosferica e si propone una formula del tipo $E = \varphi(S) . \psi(A)$, nella quale il primo fattore del secondo membro indica il comportamento dello strumento per gli agenti a terra, mentre il secondo quello dell'aria sovrastante (comprendente un coefficiente di turbolenza, il gradiente di umidità specifica e quello della velocità del vento). Questo fattore si denomina « potere evaporante dell'aria » e si ritiene che possa costituire una caratteristica rappresentativa delle masse d'aria, suscettibile di applicazioni sinottiche.

Direttore: Prof. ENRICO MEDI

Prof. PIETRO CALOI - *Responsabile*

Istituto Grafico Tiberino - Via Gaeta, 14 - Roma (Officine Grafiche, Tivoli)

GRAFICO PER IL CALCOLO DEL PUNTO DI RUGIADA MEDIANTE LO PSICROMETRO (*)

M. Tenani

1. — Nella forma di uso internazionale dei bollettini meteorologici, l'umidità dell'aria è oggi espressa dal valore del punto di rugiada: e cioè dal valore della temperatura T_d a cui l'aria si troverebbe satura qualora venisse raffreddata a pressione costante, per semplice sottrazione di calore (ad es. per radiazione), senza modificare il rapporto tra la massa del vapore presente e la massa dell'aria secca: la temperatura T_d così definita è tuttavia quasi identica a quella a cui avviene la condensazione quando in qualsiasi modo l'aria venga raffreddata, perché nella pratica di una tale determinazione le variazioni del suddetto rapporto di mescolanza sono trascurabili.

2. — Conseguentemente la determinazione di T_d può eseguirsi in pratica indifferentemente:

o determinando T_d direttamente con uno psicrometro a condensazione, il che offre le ben note difficoltà;

o determinando, collo psicrometro, la tensione e del vapore nell'aria e determinando poi, col sussidio di una tavola delle tensioni massime e_s del vapore, la temperatura T_d per cui $e_s = e$; una tavola di tal genere è costituita precisamente dalla colonna e dell'ordinaria tavola psicrometrica relativa alla differenza psicrometrica 0°,0, e dalla colonna contenente le corrispondenti temperature del termometro bagnato (o asciutto);

ovvero ricorrendo a tavole speciali che forniscano T_d in funzione della differenza psicrometrica Δ^t e della temperatura del termometro bagnato (o asciutto).

Usando lo psicrometro, converrà tener sempre presente che la formula semiempirica che lega il valore di e alla differenza psicrometrica e alla temperatura, varia alquanto con la pressione: a conti fatti si ottiene che, per quote inferiori ai 1000 metri, tenuto conto dei

---

(*) Comunicazione presentata al Convegno dell'Associazione Geofisica Italiana, tenuto a Roma il 17-18 giugno 1953.

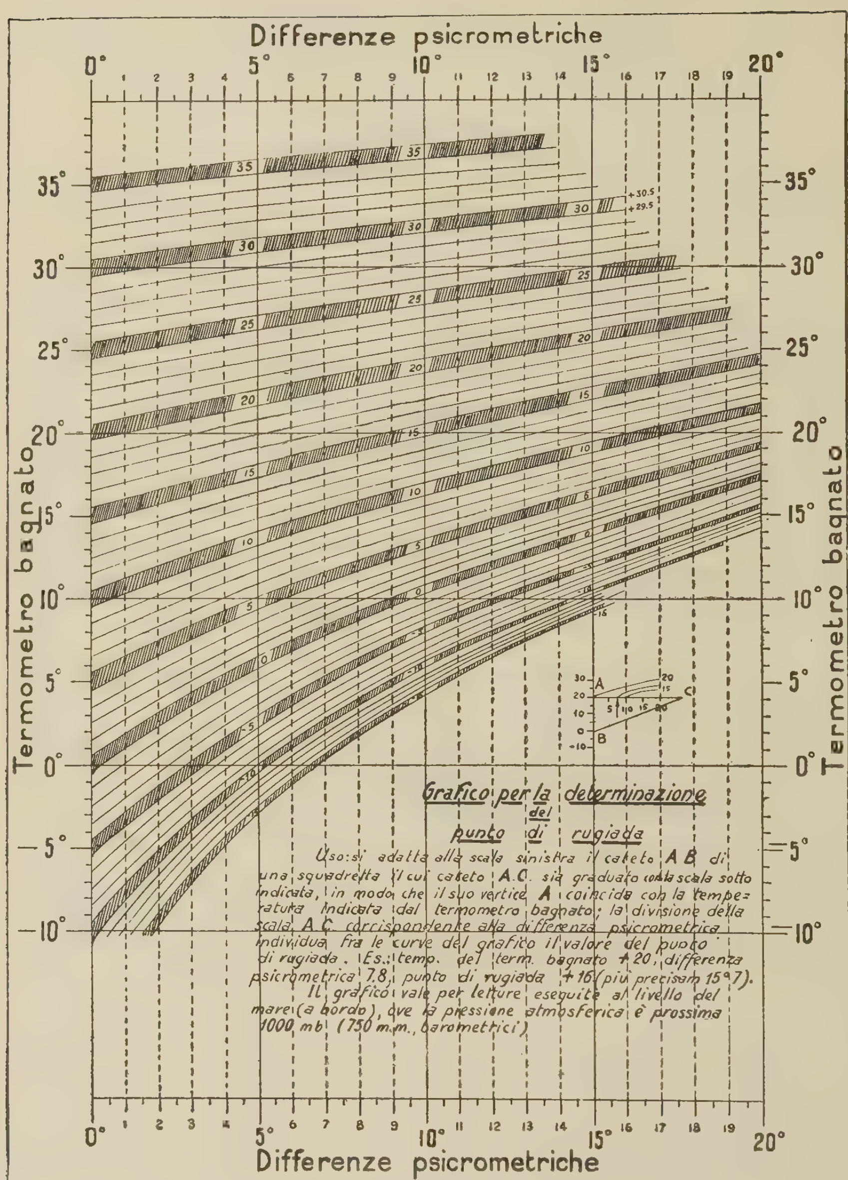


Fig. 1
Grafico per la determinazione del punto di rugiada.

limiti di precisione delle osservazioni, è possibile trascurare le variazioni della pressione intorno al suo valor medio; e cioè supporre che la pressione abbia il valor medio corrispondente alla quota dello psicrometro.

Analoghe avvertenze dovranno tenersi presenti quando la temperatura è inferiore a $0° C$, quando cioè venga a variare la relazione tra e_s e T_d.

3. — Un valore approssimato di T_d è anche facile a calcolarsi senza uso di tavole, semplicemente:

togliendo dalla temperatura del termometro bagnato la differenza psicrometrica;

ovvero togliendo dalla temperatura del termometro asciutto il doppio della detta differenza;

il risultato risulta tanto più esatto quanto più prossima alla condensazione è l'aria, e cioè quanto più critiche sono le condizioni per la formazione della nebbia.

4. — Il nuovo metodo di misurare l'umidità dell'aria ha incontrato particolarmente favore fra i naviganti: soprattutto perché il confronto di T_d con la temperatura superficiale dell'acqua offre un metodo comodo e sicuro per giudicare della probabilità di formazione della nebbia. Se la temperatura del mare risulta inferiore a T_d, tenendo conto del fatto che la rotta si svolga verso regioni in cui il contatto aria-acqua risulti favorevole o contrario a una diminuzione di temperatura dell'aria dal suo valore attuale T al valore T_d, il navigante avrà una sicura guida per la previsione della nebbia o per escluderne la formazione: il che avverrà certamente se la temperatura del mare T_s sarà superiore al punto di rugiada T_d; se $T_s > T_d$ e $T < T_d$ è probabile che la nebbia scompaia dopo un breve percorso sul mare.

Nei luoghi in cui la nebbia è frequente un costante confronto di T_d con la temperatura superficiale del mare è di estrema utilità.

5. — T_d rappresenta molte volte pel navigante l'unico modo di eseguire attualmente un apprezzamento della base delle nubi basse: se noi pensiamo che essa si trovi alla quota di condensazione del vapor d'acqua contenuto nell'aria ambiente in seguito a un sollevamento adiabatico, si trova che la base delle condensazioni sarà all'incirca a una quota uguale al prodotto della differenza (in gradi C) tra T e T_d per 100-125 metri o, approssimativamente, uguale al prodotto della differenza psicrometrica per 250 metri.

6. — La regola indicata in 3 per il calcolo del punto di rugiada, esattissima *al limite*, quando l'aria è satura, perché allora il punto di rugiada è esattamente uguale alla temperatura del termometro bagnato, diventa però rapidamente inesatta al crescere della differenza psicrometrica. Poiché le tavole destinate a questo computo sono piuttosto voluminose, può essere utile in pratica un piccolo grafico che permette la precisione del decimo di grado, più che sufficiente nella pratica (nei telegrammi meteorici T_d è arrotondato al grado, e perciò deve essere per l'appunto conosciuto con la precisione del decimo di grado). In questo grafico le ordinate sono le temperature del termometro bagnato, le ascisse sono le differenze psicrometriche determinate con psicrometri a fionda del genere consigliabile usato sulle nostre navi. Le isoplete tracciate formano tanti viali la cui mezzeria è sul percorso delle isoplete del T_d corrispondenti ai gradi interi. Un piccolo grafico mostra come, con una squadretta si possano eseguire le letture del T_d quando siano assegnate la temperatura del termometro bagnato e la differenza psicrometrica (freccia).

RIASSUNTO

Si presenta un grafico che permette di determinare il punto di rugiada mediante la differenza psicocrometrica e la temperatura del termometro bagnato.

SUMMARY

A graph is presented for determining the dew-point by means of the hygrometric difference and the temperature of the wet thermometer.

LE SESSE DEL LAGO DI GARDA

Parte IV
OSCILLAZIONI LIBERE DEL BACINO ORIENTALE

P. Caloi - M. C. Spadea

1. — Un bacino esteso e dalla forma complessa come quello del Lago di Garda, non può evidentemente esaurire le proprie libere oscillazioni a quelle che lo interessano nella sua totalità. Anche i suoi golfi e parti determinate comunque limitate dalle sponde, possono essere sede di oscillazioni proprie. Abbiamo visto così che libere oscillazioni possono avere la parte settentrionale del Garda, il Golfo di Salò, il Golfo di Desenzano nonché quelle parti del Lago caratterizzate da un lento procedere dello zoccolo verso le regioni più profonde. Queste ultime parti danno origine alle così dette « self-seiches », che risultano particolarmente sensibili nel golfo di Desenzano.

Una trattazione a parte meritava il bacino orientale del Garda (bacino Peschiera-Garda), che, sotto certi aspetti, forma un bacino a sé. Infatti l'esistenza di una dorsale subacquea (dai pescatori chiamata « linea dei monti ») che da Punta Sirmione porta a Punta S. Vigilio, viene a fare del bacino Peschiera-Garda un bacino con caratteristiche proprie, con propri movimenti. Osserviamo ancora che tale bacino ha una profondità media molto piccola e che pertanto sarebbe capace, qualora le condizioni idrodinamiche lo consentissero, di lunghissime oscillazioni proprie.

Lo studio delle oscillazioni di questo bacino si presentava pertanto, tutt'altro che agevole. Le osservazioni mostravano l'esistenza di tutta una serie di oscillazioni, registrate a Peschiera, che da periodi di 30^m ca. vanno a periodi di pochi minuti.

In questo lavoro ci siamo proposti di giustificare tali oscillazioni nel senso fisico e di spiegare le loro principali caratteristiche, intimamente legate alla forma del bacino stesso, alla sua piccola profondità ed al fatto di essere esso collegato con un bacino molto più esteso, ma nello stesso tempo notevolmente più profondo.

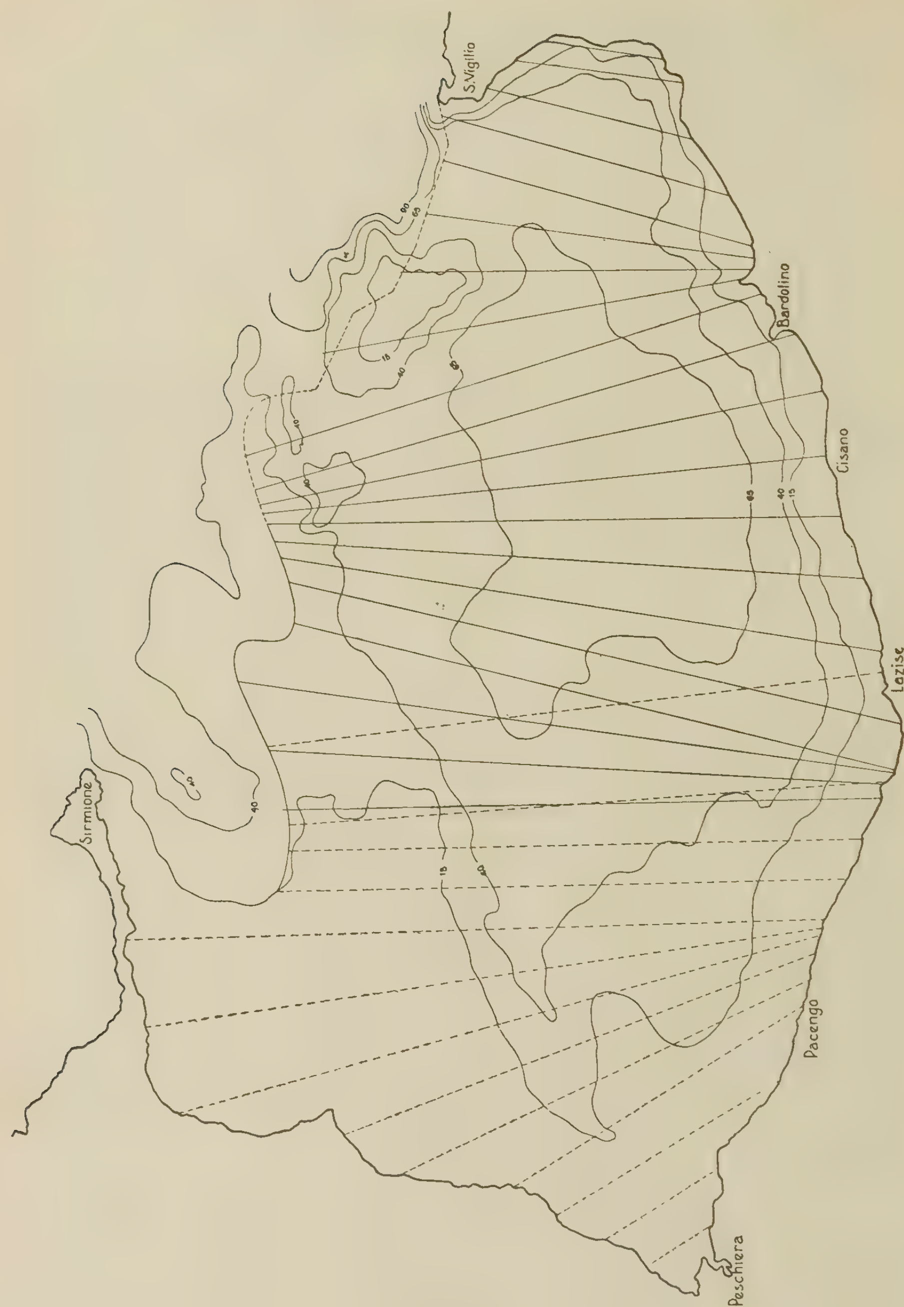

S.Vigilio
Bardolino
Cisano
Lazise
Pacengo
Peschiera
Sirmione

Fig. 1

2. — Il primo grosso problema da risolvere consisteva nel rispondere alla seguente domanda: l'oscillazione di 30^m interessa l'intero bacino Peschiera-Garda considerato come golfo aperto sul restante bacino occidentale?

Abbiamo già risposto altrove negativamente a questa domanda (1).

Qui trattiamo la questione in dettaglio.

Furono fatte due ipotesi. La prima contempla l'oscillazione del bacino come golfo aperto sulla bocca punta S. Vigilio-Sirmone, oscillante in media direzione Est-Ovest e quindi con andamento pressoché parallelo alla costa Peschiera-Lazise-Garda. Furono allora tracciate tredici sezioni del bacino stesso con l'andamento dianzi accennato. Nella Tabella 1 sono contenuti i dati tratti dalla morfologia delle sezioni stesse, nonché i risultati dell'applicazione del metodo Hidaka. La teoria di tale metodo è stata più volte precedentemente esposta.

Nel caso $m = 2$ si ottennero i seguenti risultati:

periodo oscillazione uninodale $= 56^m$

periodo » binodale $= 29^m,5$.

Tali risultati sono evidentemente negativi ai fini della nostra ricerca. Va osservato infatti che essi risulterebbero anche maggiori di quelli ottenuti, in quanto andrebbero moltiplicati per il fattore di correzione di bocca, nel caso in esame piuttosto sensibile. Un'oscillazione uninodale di certo superiore all'ora, sarebbe possibile solo se il golfo Peschiera-Garda fosse aperto su un bacino con periodo di oscillazione uninodale per lo meno uguale. Sappiamo invece che il Garda nel suo complesso ha un'oscillazione uninodale di 43^m. Il valore ottenuto per questa via è quindi da scartare. Lo stesso dicasi per l'oscillazione binodale, che risulterebbe notevolmente superiore all'oscillazione binodale dell'intero lago (24^m ca.).

Le oscillazioni con le caratteristiche sopraddette potrebbero aver luogo eventualmente solo come oscillazioni forzate.

Siamo allora passati ad una seconda ipotesi, che considera l'intero bacino orientale come oscillante a sé in direzione Nord-Sud.

Il bacino Peschiera-Garda fu suddiviso in 33 sezioni, normali alla linea di valle, con generale andamento Est-Ovest (fig. 1). La linea di valle è costituita dal canale subacqueo che dalla secca del Vò — e sul lato occidentale di questa — conduce a Peschiera, di dove esce con il nome di Mincio.

La Tabella 2 porta le distanze delle singole sezioni contate a partire da Garda, l'area delle sezioni stesse, la loro larghezza in super-

ficie e gli altri elementi necessari per l'applicazione del metodo di Hidaka. Detto metodo è stato applicato per il caso m = 1, al quale corrisponde, per i periodi, la seguente equazione:

$$(I_0 I_2 - I_1^2)\lambda^2 - \left(\frac{2}{15} I_0 - \frac{1}{3} I_1 + \frac{1}{3} I_2\right)\lambda + \frac{1}{60} = 0,$$

dove

$$I_n = \int_0^1 \frac{z^2(1-z)^2 z^n}{\sigma(z)} dz \qquad (n = 0, 1, 2)$$

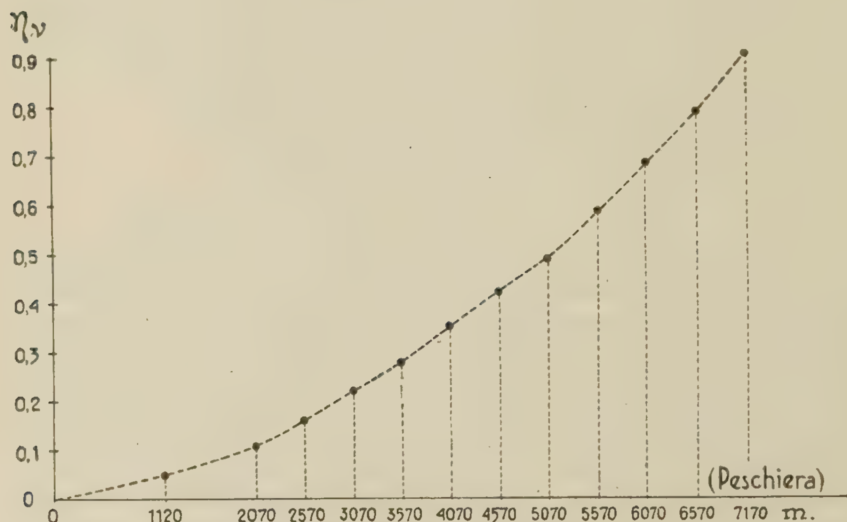


Fig. 2

essendo $z = v/a$ e v l'area, calcolata alla superficie libera, della superficie delimitata da una determinata sezione verticale $S(x)$ e dall'estremo $x = 0$; a è l'area superficiale totale del bacino. Si sa inoltre che $\sigma(z) = b(z) S(z)$. Con i dati della Tabella 2 si sono ottenuti i seguenti valori per I_0, I_1, I_2: $I_0 = 1{,}9880880 \; 10^{-5}$; $I_1 = 1{,}1945375 \; 10^{-5}$; $I_2 = 0{,}8308349 \; 10^{-5}$. L'unità scelta fu l'ettometro. Risolta l'equazione dei periodi si sono ottenuti per λ i valori:

$\lambda_1 = 15198$; $\lambda_2 = 48762$, che corrispondono all'oscillazione uninodale e binodale rispettivamente.

A questi valori corrispondono i periodi $T_1 = 24^m{,}1$; $T_2 = 13^m{,}5$. Va tenuto conto anche per questo caso, della correzione di bocca.

A questo riguardo, dobbiamo però osservare che noi abbiamo considerato il bacino come oscillante in sé e non come golfo. Pertanto nella formula che dà il termine correttivo per l'influsso dell'apertura all'estremo Nord-Ovest, dobbiamo introdurre in luogo della lunghezza dell'intero golfo, la distanza dall'estremo Sud dell'uninodo.

Passando al calcolo, si trova che l'equazione dell'uninodo è:

$$6{,}2874\, z^2 - 2{,}1916\, z - 1 = 0,$$

la quale, risolta in z, per i valori compresi fra 0 e 1, conduce a $z = 0{,}6095$. L'uninodo pertanto verrebbe a trovarsi a circa 9 km a Sud di Garda.

Poiché il rapporto fra l'apertura del bacino considerato e la sua lunghezza è dell'ordine di 9/10, ne consegue per il fattore di correzione il valore 1,2. L'uninodale pertanto ha un valore effettivo di:

$$T = 29^{m} \text{ ca.}$$

Questo risultato poteva essere ritenuto soddisfacente. Esso consentiva infatti di poter concludere che l'oscillazione di 30^{m} ca. registrata a Peschiera interessava il bacino Peschiera-Garda solo parzialmente: in altri termini l'oscillazione stessa non aveva la linea nodale in corrispondenza del tratto punta Sirmione - punta S. Vigilio, bensì un uninodo interno al bacino stesso. Si poteva quindi arguire che tale uninodo doveva limitare, verso Nord, la parte del bacino Peschiera-Garda oscillante come golfo con il periodo suddetto.

3. — Restava da trovare una conferma sperimentale a questo risultato, conferma che avrebbe servito poi per l'applicazione di un metodo analitico, atto a precisare il valore dell'uninodale del golfo ridotto.

Ci siamo serviti a questo scopo di un modello del lago di Garda, espressamente costruito per lo studio particolareggiato delle oscillazioni libere dell'intero lago e di sue singole parti ([2]).

È noto che, conosciuto il rapporto fra la scala delle dimensioni orizzontali e quella verticale, grazie al principio di Harris, è possibile risalire dal comportamento del modello a quello effettivo del bacino naturale. Se indichiamo con a il rapporto fra le dimensioni

orizzontali del bacino naturale e del modello e con b il rapporto delle corrispondenti dimensioni verticali, il fattore che consente di passare dai periodi osservati sul modello ai reali periodi del bacino, è dato da:

$$\tau = a / \sqrt{b} \ .$$

Il modello in parola è stato costruito in modo da far assumere a τ il valore 850.

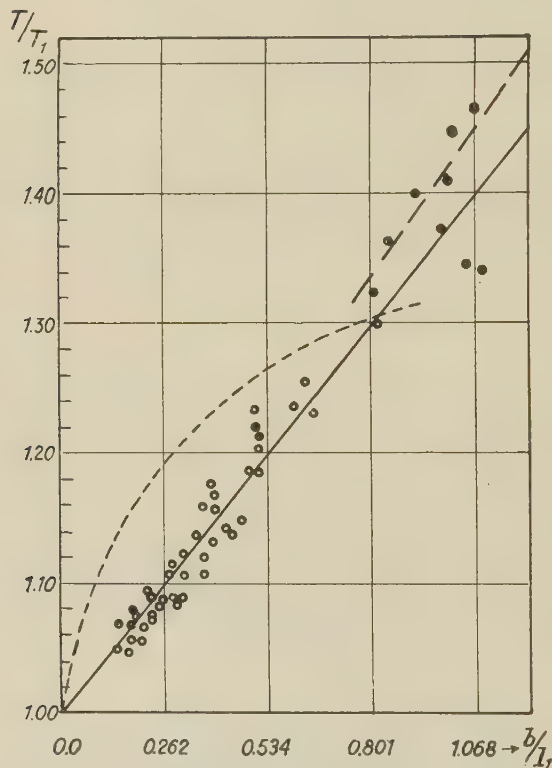


Fig. 3 - Dipendenza del fattore di correzione T/T_1 dalle dimensioni della bocca e del bacino (b = larghezza del bacino; l_1 = lunghezza effettiva del bacino; la linea curva rappresenta la teoria « giapponese »; i punti e i tratti rettilinei rappresentano i risultati delle esperienze di Neumann).

Per quanto si riferisce al bacino Peschiera - Garda, furono seguiti opportuni accorgimenti che hanno consentito di ottenere, come periodo della oscillazione fondamentale del relativo modello, il valore $T = 2^s{,}05$. Che questo sia il periodo della fondamentale del golfo ridotto Peschiera-Garda è provato dal fatto che, con tale ritmo, l'oscillazione del modello persiste a lungo, presentando la linea nodale in corrispondenza del tratto punta Sirmione - Lazise.

Tenuto conto del rapporto di riduzione con cui è stato costruito il modello, ne segue che il periodo della fondamentale del bacino Peschiera - Garda deve essere dell'ordine di 29^m ca. Questo valore è assai prossimo alla media dei periodi di detta oscillazione, quali vengono osservati a Peschiera.

4. — Si aveva così la prova sperimentale sull'esistenza di una oscillazione che interessava solo parzialmente il bacino Peschiera-Garda, nel senso che la sua linea nodale può essere senz'altro ritenuta come limite della parte del bacino che entra in oscillazione con quel periodo.

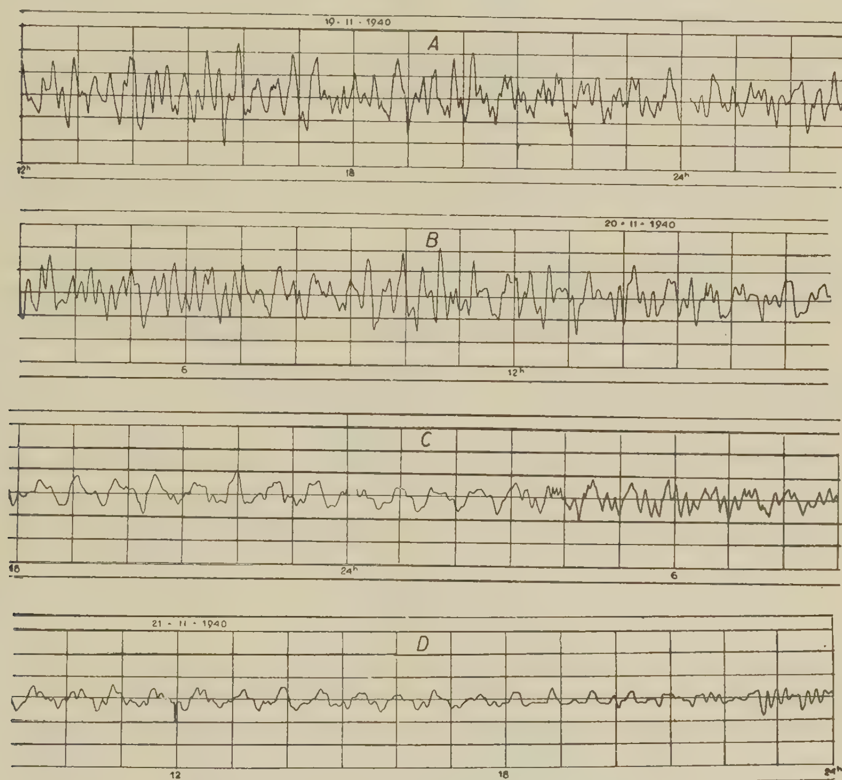


Fig. 4 (Riduzione 1/17 dell'ampiezza naturale).

Una ulteriore conferma di questo risultato poteva aversi applicando al golfo ridotto uno dei metodi analitici che valgono appunto per i bacini aperti. Ed è quello che è stato fatto con l'applicazione del metodo di Goldberg.

Tale metodo è stato esposto in un lavoro precedente, al quale rimandiamo il lettore ([3]). Riassumiamo qui soltanto quella parte che ci è servita per i calcoli.

Indichiamo con ξ_ν ed η_ν gli spostamenti massimi orizzontali e verticali determinati nell'interno del golfo, in corrispondenza della sezione ν. ma, dal passaggio della massa d'acqua arbitraria m_0, che

attraversa la sezione di bocca nel tempo pari ad un quarto di periodo. Dalle equazioni di moto e di continuità dell'idrodinamica, si trae allora, nel caso di moto sinusoidale:

$$\frac{d\,\eta_\nu}{d\,x} = \frac{4\,\pi^2}{g\,T^2} \cdot \xi_\nu$$

$$\eta_\nu = -\frac{1}{b\,(x)} \cdot \frac{d}{d\,x}\left[S\,(x_\nu) \cdot \xi_\nu\right] . \qquad [1]$$

Il bacino va inteso suddiviso, a partire dalla linea di bocca, in n parti, mediante n sezioni trasversali $S\,\nu$, praticate normalmente alla linea di valle nei punti $x = x_\nu$ $(\nu = 1,2,3, \ldots n)$, alle distanze rispettive $\Delta\, x_\nu$ anche esse contate sulla linea di valle. Si suole indicare con $\Delta\, v_\nu$ le porzioni di superficie libera comprese fra S_ν ed $S_{\nu-1}$

La prima delle [1] dà l'inclinazione della tangente al profilo longitudinale della superficie libera oscillante del golfo. Poiché questa inclinazione viene supposta costante per ogni suddivisione (ciò che equivale a ritenere trascurabile l'ammontare di $\frac{d^2\,\eta}{dx^2}$, come generalmente si verifica nei bacini naturali) il profilo longitudinale del golfo in oscillazione viene approssimato ad una linea spezzata. Si ha:

$$\Delta\,\eta_{\nu+1} = \frac{d\,\eta_\nu}{d\,x}\,\Delta\,x_{\nu+1}$$

e lo schema di calcolo per l'integrazione numerica diviene:

$$\xi_\nu = \frac{m_\nu}{S_\nu}\,, \quad \frac{d\,\eta_\nu}{d\,x} = \frac{4\,\pi^2}{g\,T^2} \cdot \xi_\nu$$

$$\eta_{\nu+1} = \eta_\nu + \frac{d\,\eta_\nu}{d\,x} \cdot \Delta\,x_{\nu+1}\,, \quad m_{\nu+1} = m_\nu - \frac{\eta_\nu + \eta_{\nu+1}}{2}$$

L'ultima delle [2] sta ad indicare che il dislivello sulla superficie $\nu + 1$ che intercede fra le sezioni S_ν ed $S_{\nu+1}$ è dovuto all'eccedenza dell'acqua entrante da S su quella uscente da $S_{\nu+1}$.

Il periodo prescelto potrà allora ritenersi preciso quando, all'estremo chiuso del golfo, si abbia

$$\underline{m_o} - \sum_1^{n-1} \frac{\eta_\nu + \eta_{\nu+1}}{2}\,\Delta\,v_{\nu+1} = 0 \qquad [3]$$

Sensibili scostamenti, in un senso o nell'altro, da questa condizione comportano un'opportuna variazione del periodo prescelto.

Per quanto riguarda il caso in esame, furono praticate al golfo ridotto, a partire dalla linea nodale, considerata come linea di bocca, dodici sezioni. La Tabella 3 riporta nelle prime quattro colonne i dati necessari all'applicazione del metodo, e cioè il numero d'ordine delle sezioni, l'area delle sezioni trasversali, la distanza tra una sezione e l'altra e l'area delle porzioni di superficie dell'acqua, comprese fra due sezioni consecutive.

Furono fatte applicazioni del metodo partendo da un valore di 22^m, valore che si è dimostrato troppo piccolo.

Per un periodo di 25^m veniva invece un piccolo eccesso nella condizione di azzeramento contenuta nella [3]. Una ulteriore applicazione fatta per $T = 23^m,8$ ha portato a soddisfare in pieno la [3] (Tabella 3 e fig. 2).

Restava ora da stabilire la correzione di bocca. È noto che i giapponesi Honda, Terada, Yoshida e Isitani [4] hanno trovato, come fattore correttivo, dovuto all'apertura dei golfi, l'espressione:

$$(1 + 4\,Pb/l)^{1/2}$$

dove $\underline{b}$ è la larghezza della bocca, $\underline{l}$ la lunghezza del golfo e

$$P = \frac{1}{2\pi}\left(3/2 - \gamma - \log_e \frac{\pi b}{4\,l}\right),$$

essendo γ la costante di Mascheroni ($\gamma = 0{,}5772.....$).

Nel nostro caso il rapporto b/l vale 0,8. Per un tale rapporto si ottiene un fattore di correzione pari ad 1,3. Pertanto il periodo dell'oscillazione fondamentale del golfo ridotto risulta, in definitiva, pari a

$$T = 30^m,9\ .$$

Si sa però che la formula ottenuta dai giapponesi non è da tutti accettata come rispondente alla realtà dei fatti. Comunque essa vale per bacini aperti di forma rettangolare e con profondità uniforme. Di recente la questione è stata ripresa dal tedesco G. Neumann [5], il quale ha concluso che risponde molto meglio all'esperienza il considerare un fattore correttivo crescente linearmente al crescere del rapporto b/l.

Tabella 3

Sez.	$S(x)$ 10^4 m^2	Δx_ν m	$v(x)_\nu$ 10^4 m^2	$\xi(x)_\nu$ m	$\eta(x)_\nu$ m	m_ν 10^7 m^3	$\xi(x)_\nu$ m	$\eta(x)_\nu$ m	m_ν 10^7 m^3
				$T = 24^m$			$T = 23{,}8^m$		
0	42,05		0	23,5	0	1,000	23,5	0	1,000
1	30,4	1120	1048,7	32	0,051	0,973	32	0,052	0,973
2	18,15	950	845	49,8	0,110	0,905	49,8	0,112	0,904
3	14,82	500	442,5	57,1	0,158	0,846	56,9	0,161	0,844
4	11,9	»	500,6	63,5	0,213	0,756	62,9	0,217	0,749
5	9,12	»	513,7	69,2	0,275	0,631	68,2	0,279	0,622
6	7,12	»	381,2	72,1	0,342	0,513	70,6	0,346	0,503
7	5,15	»	301,2	77,5	0,412	0,399	75,3	0,416	0,388
8	2,7	»	250,6	105,9	0,487	0,286	101,9	0,490	0,275
9	1,67	»	215	101,8	0,590	0,170	95,2	0,590	0,159
10	0,7	»	128,1	125,7	0,689	0,088	110,0	0,684	0,077
11	0,25	»	68,1	148	0,811	0,037	108,0	0,792	0,027
12	0	»	33,1		0,955	0,008		0,898	—0,001

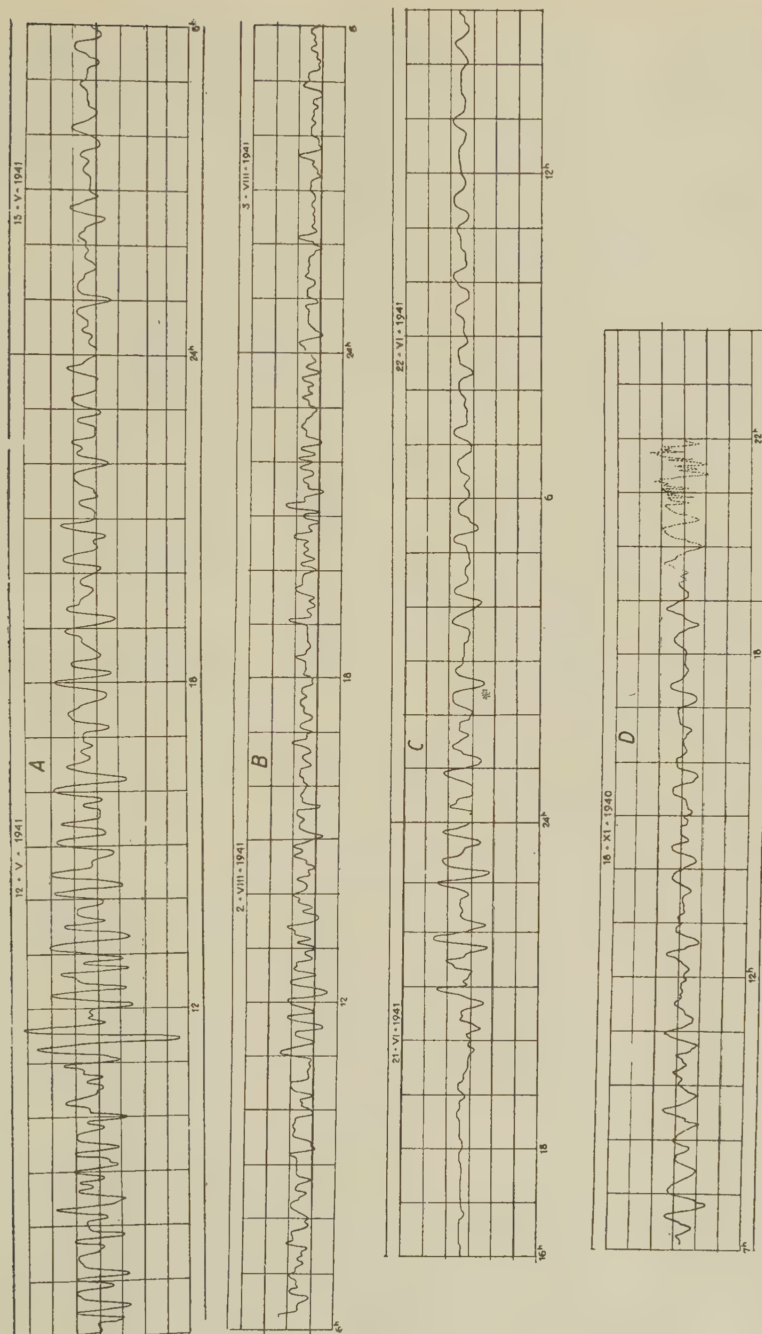


Fig. 5 (Riduzione 1/17 dell'ampiezza naturale).

Nella fig. 3 sono riportati i risultati ottenuti sperimentalmente da Neumann, nonché la curva corrispondente alla formula giapponese. Da detta figura risulta che il divario è particolarmente notevole per valori del rapporto b/l minori di 0,5 e maggiori di 1. Per quanto si riferisce al caso in esame sia la formula giapponese sia la relazione di Neumann conducono allo stesso risultato, come appare chiaro dalla figura citata. Pertanto possiamo concludere assegnando al valore ottenuto per il periodo una buona attendibilità.

5. — Registrazioni sistematiche dei movimenti liberi del bacino Peschiera-Garda non sono ancora state compiute. Però a Peschiera, da qualche decennio, funziona un idrometrografo, il cui scopo specifico è quello di rivelare le variazioni di livello del lago. Lo strumento ha una sensibilità sufficiente per consentirgli altresì la registrazione delle sesse. Esso infatti dà quasi di continuo notevoli esempi di registrazione delle sesse uninodali interessanti l'intero lago, nonché di altri movimenti liberi che riguardano sia il lago nella sua totalità sia il bacino Peschiera-Garda o parti di esso.

Fra queste registrazioni non mancano naturalmente quelle oggetto di questo studio. Nello spoglio dei limnogrammi ottenuti nel 1941 abbiamo trovato evidenti esempi di oscillazioni con periodo fra i 30^m e i 31^w. Nelle figg. 4-7 ne sono riportati alcuni.

Il modo come si verificano, conferma l'origine idrodinamica di dette oscillazioni, le quali, come appare dalle figg. 5, 6 e 7 vengono registrate singolarmente separate da intervalli più o meno lunghi. Ciò si spiega, tenendo presente che tali registrazioni interessano solo una parte del golfo, e quindi sono oscillazioni di un bacino aperto sovra altro bacino molto più esteso. In tal modo, quando la causa perturbante agisce, l'oscillazione tornando dalla base del golfo, prosegue oltre l'uninodo come onda progressiva e pertanto si esaurisce in un periodo. L'insorgere di una nuova oscillazione, presuppone la ripresa o la continuità della causa origine (esempi notevoli specie in A, C, D fig. 5; in A, B fig. 6 e in A fig. 7).

A questo riguardo, gli esempi riportati sono particolarmente significativi.

A Peschiera naturalmente, si ha la registrazione di tutta una serie di oscillazioni che, dall'uninodale interessante l'intero lago (con un periodo di 43^m ca. - fig. 6-C) vanno a quelle riguardanti lo zoccolo che dalla spiaggia di Peschiera si protende verso il largo. Le figg. 4, 5, 6 riportano esempi anche di queste ultime oscillazioni. Particolarmente

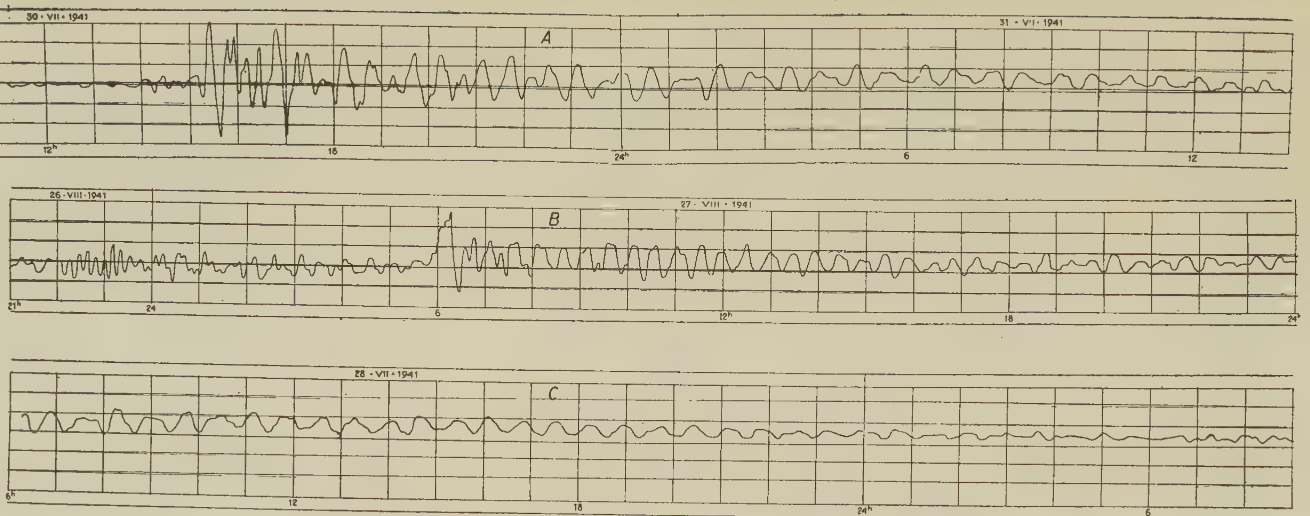


Fig. 6 (1/20 dell'ampiezza naturale).

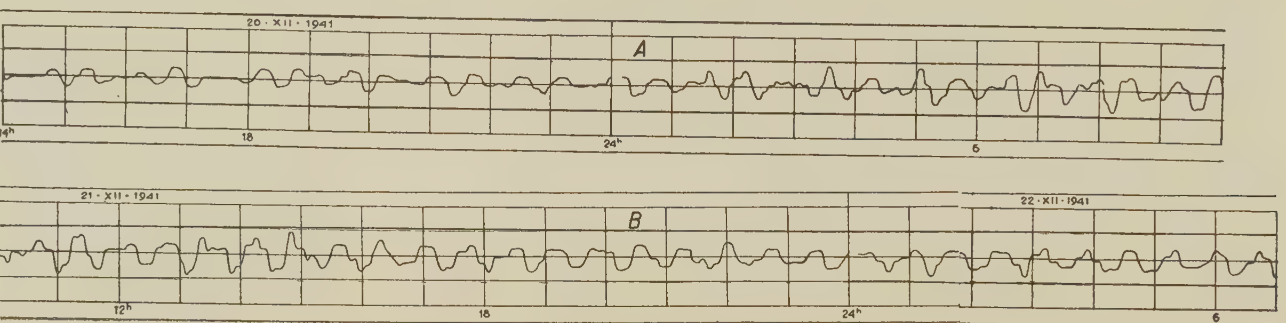


Fig. 7 (1/15 dell'ampiezza naturale).

frequenti, si presentano pure oscillazioni libere con periodi propri dell'ordine di 22-24^{m} (fig. 5-A; fig. 6-B). La loro persistenza lasciava prevedere che tali oscillazioni interessavano l'intero lago. La riprova si è avuta con il modello: sperimentando infatti con periodi dell'ordine di 1,6-1,7^{s}, si è constatato che le oscillazioni mettevano in moto l'intera massa liquida.

Per quanto concerne le cause, che danno origine ai vari tipi di oscillazione registrati a Peschiera, siamo del parere che la più efficiente sia quella legata al transito di perturbazioni microbariche provenienti da Nord-Ovest. Quando dette perturbazioni si propagano verso Peschiera con velocità dell'ordine di quelle che caratterizzano le onde libere del lago sottostante, alla base del golfo (cioè a Peschiera) si verificano spostamenti in senso verticale tanto più ampli quanto più detta condizione viene rispettata. Ciò è stato già rigorosamente verificato con le sesse del golfo di Trieste ([6]). Anche negli esempi riportati vi sono casi che possono senz'altro essere attribuiti alla suddetta origine (fig. 6-B).

Ad ogni modo, il risultato più notevole della ricerca è quello di aver provato, ancora una volta, che l'oscillazione di 30^{m} ca. non è affatto la binodale interessante l'intero lago, come aveva supposto Defant, bensì un'oscillazione che riguarda sia a Nord (Riva) che a Sud (Peschiera) porzioni limitate di lago, oscillanti con le caratteristiche proprie dei bacini aperti.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Ottobre 1953.

RIASSUNTO

Si riportano i risultati di una lunga ricerca, intesa a spiegare il complesso di oscillazioni libere che vengono registrate a Peschiera, alla base del bacino orientale del lago di Garda. Fra queste oscillazioni, di particolare interesse si presentava quella avente un periodo di 30^{m} ca. La spiegazione fisica di questa sessa era rimasta controversa per oltre un quarantennio. Questa ricerca ha permesso di chiarire che tale oscillazione non è affatto la binodale dell'intero lago, come sosteneva Defant, ma interessa solo una parte del golfo di Peschiera-Garda, del quale costituisce l'oscillazione fondamentale. Ciò in analogia con la corrispondente oscillazione, di ugual periodo, che muove la

parte settentrionale del Garda, come provano le registrazioni ottenute a Riva.

Alcune considerazioni finali si riferiscono alla probabile origine delle oscillazioni libere che vengono registrate a Peschiera.

SUMMARY

This report concerns the results of an extensive research, intended to explain the complex of free oscillations which are registered at Peschiera, at the base of the eastern basin of the Lake of Garda. Among these oscillations, there was one of particular interest which had a period of about 30^m. The physical explanation of this seiche has remained controversial for more than forty years. This research has shown clearly that such an oscillation is not at all bi-nodal in the whole lake as maintained by Defant, but concerns only a part of the gulf of Peschiera-Garda, from which these fundamental oscillation is formed. This is analogous to the corresponding oscillation, of equal period, which moves the northern part of Garda, as is shown by the registrations obtained at Riva.

Some final considerations refer to te probable origin of the free oscillations which are registered at Peschiera.

BIBLIOGRAFIA

(1) Caloi P. - Spadea M. C., *Su una questione di idrodinamica concernente il lago di Garda.* Rend. Acc. Naz. Lincei, Classe Sc. fis. mat. e nat., serie VIII, vol. XIV, fasc. 3 (1953).

(2) Caloi P., *Le sesse del lago di Garda.* Parte III. *Prove con il modello.* Annali di Geofisica, II (1949).

(3) Caloi P., *Le sesse del lago di Garda.* Parte II. Annali di Geofisica, I (1948).

(4) Honda K., Terada T., Yoshida Y., Isitani D., *An investigation on the secondary Undulations of oceanic Tides.* The Journal of the College of Science, XXIV (1908).

(5) Neumann G., *Über Resonanzschwingungen von Meeresbuchten und die Mündungskorrektur bei Seiches.* Deutsch. Hydrograph. Zeitschrift, I (2/3), 1948.

(6) Caloi P., *Sesse dell'alto Adriatico, con particolare riguardo al Golfo di Trieste.* Com. Tass. It., Mem. CCXLVII (1938).

TEORIA PER LA DETERMINAZIONE DEL CONTENUTO RADIOATTIVO DEI MINERALI

II.

DONATO PALUMBO

Considerazioni generali. — Nella prima parte di questo lavoro (1) abbiamo mostrato come il numero F_i di tracce di particelle α prodotte per cm^2 e s, in una emulsione nucleare, dalle particelle emesse dai nuclidi della specie i^{ma} appartenenti al contenuto radioattivo di un materiale sovrapposto alla emulsione, e soddisfacenti a talune condizioni geometriche che saranno imposte sotto, è dato da:

$$F_i = \frac{\lambda_i^\alpha}{2} \int n_i \, d s \, d v \qquad [1]$$

Questo integrale è esteso ad un dominio S del piano (v, s) determinato, unitamente alle

$$0 \leq v \leq 1 \quad ; \quad s \geq 0 \qquad [2]$$

dalle limitazioni dovute alle caratteristiche geometriche imposte alle tracce.

Rimandiamo alla citata parte I per il significato dei simboli. Se la distribuzione dei nuclidi attivi della specie i^{ma} può supporsi uniforme, ed il materiale omogeneo, si ha evidentemente:

$$F_i = \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{2} S \qquad [1']$$

essendo S l'area del dominio accennato.

Questa impostazione è stata usata nella I parte per determinare, in modo molto semplice, gli spettri integrali delle proiezioni orizzontali e verticali, e delle lunghezze effettive delle tracce nell'emulsione, nell'ipotesi, generalmente ammessa, che il rapporto tra i percorsi di una particella α, di energia iniziale assegnata, in due mezzi sia indipendente dall'energia iniziale. Ora, come mostrano i lavori teorici e sperimentali su quest'ultimo argomento, tale ipotesi può rappresen-

tare solo una prima approssimazione. Questo può rilevarsi, per la coppia aria/emulsione, confrontando la tabella percorso in emulsione-energia, data da Rotblatt, per le Ilford *C*2, e riportata da Landolt ([2]), con le curve percorso in aria/energia, riportate nella stessa opera. Il rapporto tra i percorsi risulta una funzione notevolmente crescente dell'energia iniziale. Vero è che esistono tuttora notevoli discrepanze intorno ai valori del percorso nell'emulsione, ma l'accennato aumento di μ_2 è nettamente al di fuori di tali discrepanze. Così, da una occhiata alla Tabella riportata da Lonchamp ([3]), si nota che, per particelle α di 2.18 *MeV* (corrispondenti ad un percorso in aria di 1.12 cm), i percorsi in emulsione *C*2, (prendendo gli errori indicati nel verso più sfavorevole), variano, per i diversi sperimentatori, tra 7.01 e 7.08 micron. Si avrebbe così, per il rapporto μ_2 tra il percorso in aria e quello nell'emulsione:

$$1.582 \leq \mu_2 \leq 1.600$$

Analogamente, per le tracce date dal *ThC'*, (8.57 cm d'aria), il percorso nell'emulsione varierebbe tra 46 e 47.8 micron, con che:

$$1.793 \leq \mu_2 \leq 1.863$$

Come si vede, l'ipotesi che μ_2 almeno limitatamente alla coppia aria/emulsione, sia indipendente dall'energia iniziale, è certamente errata, ed in misura nettamente superiore ai possibili errori sperimentali. Prendendo, per i percorsi nell'emulsione, in corrispondenza alle diverse energie, i valori più attendibili, si vede che, nel caso in esame, μ varia con continuità da 1.550 circa, per le particelle aventi nell'emulsione percorso dell'ordine di 5 micron, ad un po' più di 1.800 per le α del *ThC'*, come del resto è mostrato in un grafico che figura nel citato lavoro di Lonchamp.

Questi risultati sperimentali sono perfettamente giustificati dalla teoria della determinazione del percorso delle particelle cariche in funzione dell'energia iniziale, basata sulla formula di Bethe, che dà la perdita di energia delle particelle nella materia. Ora, la perdita di energia in un dato mezzo, e quindi il percorso, dipende principalmente dai potenziali di ionizzazione dei vari elettroni presenti nel mezzo attraversato. La variabilità di tali potenziali da mezzo a mezzo implica la non proporzionalità tra i cammini, cioè la non costanza del rapporto μ. Nel caso particolare aria/emulsione, la variazione di μ è intimamente connessa al fatto che, mentre l'aria è composta da

atomi di basso numero atomico, gli elettroni responsabili del rallentamento delle particelle α nell'emulsione appartengono, in massima parte, ad atomi relativamente pesanti (*Ag*, *Br*).

Un ampio studio sul problema della determinazione del percorso di particelle α, di energia iniziale assegnata in un dato mezzo, è stato fatto da Mano [4]. Sul problema della determinazione teorica del coefficiente di frenamento delle particelle α nei vari mezzi, esistono ampi lavori fra i quali ricordiamo, oltre quello di Mano, quello di Bethe [5], e, più recenti, quelli di Webb [6] e Vigneron [7].

Una breve trattazione dell'argomento, accompagnata da una ampia bibliografia, è fatta da Beiser [8]. In tutti questi lavori è confermato l'aumento con l'energia del rapporto di frenamento delle particelle α nei mezzi pesanti; in particolare Vigneron sviluppa completamente, per le emulsioni *C*2, dei calcoli numerici per la determinazione delle curve percorso/energia che potrebbero essere ripetuti per qualsiasi altro mezzo di nota composizione chimica. Notiamo che i coefficienti μ non hanno un significato teorico diretto, né, come vedremo in seguito, grande utilità pratica, dal momento che si abbandona l'ipotesi approssimata della loro indipendenza dall'energia iniziale della particella. Uniformandoci alla nomenclatura esistente, converrà chiamare μ coefficiente di arresto integrale, riservando il nome di coefficiente relativo di arresto al rapporto $\frac{d\eta}{d\xi} = \frac{d\eta}{dE} / \frac{d\xi}{dE}$, dove ξ, η sono i percorsi nei due mezzi di una particella α di energia iniziale E. Per i materiali terrestri, per i quali si utilizza comunemente l'autoradiografia, c'è da pensare che la relazione tra il percorso nel materiale e nell'emulsione sia, almeno qualitativamente, dello stesso tipo di quella che si ha tra il percorso in aria e quello nell'emulsione. Infatti, questi materiali sono solitamente ricchi di elementi, come l'*O* e il *Si*, relativamente leggeri rispetto all'*Ag* e *Br*. La crescenza del rapporto dei percorsi con l'energia sarà però per questi materiali meno pronunziata che per la coppia aria/emulsione.

Il problema dell'equilibrio delle famiglie radioattive. — L'aver trascurato l'accennata dipendenza del rapporto tra i percorsi dall'energia iniziale, porta ad errori sensibili sulle formule che danno gli spettri integrali se i percorsi R_i nell'emulsione dei vari gruppi di particelle α vengono dedotti dai corrispondenti percorsi in aria mediante il coefficiente μ_2 assunto come costante. Errori meno gravi, ma in taluni casi non trascurabili, si hanno assumendo per i percorsi nell'e-

mulsione dei vari gruppi i valori corretti, ma continuando a ritenere costante il rapporto $\frac{d\eta}{d\xi}$. Questi ultimi errori sono trascurabili quando si utilizzano le formule che danno gli spettri integrali solo su piccoli intervalli di lunghezza, cioè praticamente, quando si ritiene sufficiente l'analisi delle sole tracce lunghe ([9]). Ora, quest'analisi è sufficiente per la determinazione del rapporto tra le concentrazioni di *U* e *Th* qualora questi due elementi si possano supporre in equilibrio secolare con i loro discendenti; qualora cioè, l'età di formazione dei materiali esaminati sia superiore a 10^5 a ed il minerale non abbia subito successivamente differenziazioni chimico-fisiche. Ma non sempre si può fare questa ipotesi, e non mancano Autori ([10]) che ritengono imprudente l'applicazione delle formule semplificate, valide solo nel caso dell'equilibrio. Nella famiglia dell'*U*, la mancanza dell'equilibrio, per difetto di età, può portare ad un eccesso dei primi elementi della famiglia rispetto ai successivi, nel caso in cui l'elemento inizialmente presente nel minerale sia stato solo l'*U*; ad un difetto di *U* rispetto agli elementi successivi della famiglia, nel caso in cui siano intervenuti, in epoche non remote, processi di differenziazione che abbiano favorito qualcuno dei discendenti a vita lunga dell'*U* (*Io*, *Ra*). L'esistenza di tali processi è suggerita da Rankama e Sahama ([11]); in base all'aumento del rapporto *Th*/*U* osservato da Senftle e Keevil, nel passaggio dalle rocce ignee acide a quelle ignee intermedie. Questi *AA*. spiegano tali variazioni con l'ipotesi che i processi di cristallizzazione abbiano favorito il *Th* rispetto all'*U*. E poiché l'*Io* è isotopo del *Th*, c'è da pensare che, come risultato del processo di cristallizzazione, l'*Io*, e quindi piuttosto rapidamente, e per un tempo dell'ordine di 10^5 a, gli elementi ad esso successivi vengano a trovarsi con una concentrazione superiore a quella che competerebbe loro se fossero in equilibrio con l'*U* presente. Analoghi fenomeni potrebbero aversi per il *Ra*, anzi, in mancanza di altre ragioni, questi fenomeni potrebbero rendere conto del regolare aumento di attività delle lave Vesuviane con la data dell'eruzione, rilevato da Joly e confermato da Bachelet, Ferretti e Ippolito ([10]). Altra causa di errore, come ha fatto notare a proposito di altri fenomeni il Professor Imbò ([*]), può essere dovuta alla perdita di *Rn* per diffusione da parte del campione esposto, durante l'esposizione. Da quanto detto risulta evidente l'opportunità di spingere le misure fino alle tracce più corte,

---

(*) Comunicazione al Congresso dell'A.I.G. Roma, giugno 1953.

essendo le α emesse dai primi elementi della famiglia dell'U, di energia relativamente bassa rispetto a quelle emesse dagli elementi successivi.

Come mostreremo in seguito con qualche esempio numerico, l'applicazione delle formule basate sull'ipotesi della proporzionalità dei percorsi delle α nei diversi mezzi attraversati può portare ad errori che influiscono sensibilmente sulla determinazione del rapporto U/Th, e che possono falsare in misura notevole le deduzioni sull'equilibrio della famiglia dell'U.

Oltre alla non proporzionalità fra i cammini, le principali fonti di errore possono essere la non omogeneità del materiale osservato, e gli errori di osservazione e di misura. Per quanto riguarda questi ultimi, il Vigneron ([7]) fa notare che le misure delle proiezioni orizzontali delle tracce, se correttamente eseguite, possono essere fatte con un errore inferiore allo 0,25%. Per quanto riguarda la omogeneità, daremo nel seguito una condizione necessaria. Supporremo che il numero delle tracce misurate sia sufficientemente grande perché si possano trascurare gli errori statistici. Infine, in taluni casi, per evitare azioni chimiche del materiale sull'emulsione, non è possibile sovrapporre direttamente quest'ultimo all'emulsione, ma occorre lasciare uno strato d'aria o di altro mezzo. Anche in questo caso, saranno trovate nel seguito le formule che danno lo spettro integrale.

Determinazione degli spettri integrali. — Indichiamo con ξ, η i cammini nell'emulsione e nella materia di una particella α di energia iniziale E. Si avrà

$$E = g(\eta) = h(\xi) \qquad [3]$$

con h, g funzioni monotone crescenti dei loro argomenti. La [3] implica tra i percorsi di particelle isoenergetiche in emulsione ed in materia la relazione

$$\eta = l(\xi) \qquad [4]$$

essendo l una funzione monotona crescente di ξ.

Consideriamo, come nella parte I, un minerale limitato da una superficie piana sovrapposta ad una emulsione nucleare. Siano R_i, R'_i i percorsi in emulsione e minerale rispettivamente, dell'i^{mo} gruppo di particelle α; sarà, per la [4]:

$$R'_i = l(R_i)$$

Detto b' il cammino residuo nell'emulsione, a quello nel minerale, si avrà, per la [3]:

$$g(R'_i - a) = h(b')$$

da cui, essendo g, h monotone, e per la [4]:

$$a = l(R_i) - l(b')$$

Se ϑ è l'angolo formato dalla direzione di emissione della particella α con la normale al piano di separazione tra il minerale e l'emulsione, la profondità s da cui proviene la particella sarà data da $s = a \cos \vartheta = av$, da cui:

$$s = v\,[l(R_i) - l(b')] \qquad [5]$$

Indicando con $\varphi_i(r)$, $\psi_i(r)$, $f_i(r)$ il numero di tracce aventi nella lastra proiezione orizzontale, verticale o percorso maggiori di una quantità assegnata r, per il dominio S definito dalle [1], [1'], si avranno le limitazioni:

$$0 \leq s \leq v\left[l(R_i) - l\left(\frac{r}{\sqrt{1-v^2}}\right)\right] \qquad [6]$$

$$0 \leq s \leq v\left[l(R_i) - l\left(\frac{r}{v}\right)\right] \qquad [6']$$

$$0 \leq s \leq v\,[l(R_i) - l(r)] \qquad [6'']$$

che, unitamente alle [2], determinano S.

Si può intanto dimostrare che lo spettro integrale delle proiezioni verticali coincide con quello delle orizzontali, indipendentemente dalla forma della funzione $l(\xi)$. Si ha infatti per la [6]:

$$\varphi_i(r) = \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{2} \int_0^{v^0} \left[l(R_i) - l\left(\frac{r}{\sqrt{1-v^2}}\right)\right] v\,dv$$

essendo $v^0 = \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_i}\right)^2}$ l'unica radice positiva $l(R_i) = l\left(\frac{r}{\sqrt{1-v^2}}\right)$ e, per la [6']:

$$\psi_i(r) = \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{2} \int_{\frac{r}{R}}^{1} \left[l(R_i) - l\left(\frac{r}{v}\right)\right] v\,dv$$

Ora, il primo integrale con il cambiamento di variabile $t = \sqrt{1-v^2}$, si trasforma appunto nell'ultimo. Si ha quindi, qualunque sia $l(\xi)$,

$$\varphi_i(r) = \psi_i(r) = \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{2} \int_{\frac{r}{R_i}}^{1} \left[l(R_i) - l\left(\frac{r}{v}\right) \right] v\,dv$$

$$(r \leq R_i); \quad \varphi_i(r) = \psi_i(r) = 0, \quad (r \geq R_i). \qquad [7]$$

E, per la [6]:

$$f_i(r) = \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{4} [l(R_i) - l(r)] \qquad r \leq R_i; \quad f_i(r) = 0, \ (r > R). \qquad [8]$$

Supponiamo ora che le due superfici piane e parallele che limitano il materiale e l'emulsione siano separate da uno strato non contenente nuclidi radioattivi.

Facciamo per semplicità l'ipotesi che il coefficiente di arresto di tale mezzo sia proporzionale a quello del materiale. Sia d il suo spessore espresso in unità equivalenti di spessore del materiale. La [6] diventa allora:

$$0 \leq s \leq \left[l(R_i) - l\left(\frac{r}{\sqrt{1-v^2}}\right) \right] v - d \geq 0 \qquad [9]$$

indicando con v_1, v_2 i due valori di v compresi tra 0 e 1 che annullano il terzo membro della [9], si avrà evidentemente per il numero di tracce aventi proiezione orizzontale $\geqslant r$:

$$\Phi_i(r) = \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{r} \left\{ \int_{v_1}^{v_2} \left[l(R_i) - l\left(\frac{r}{\sqrt{1-v^2}}\right) \right] v\,dv - (v_2 - v_1)\,d \right\} \qquad [10]$$

La determinazione di $\Phi_i(r)$ esige evidentemente la conoscenza della funzione $l(\xi)$; se però d è molto piccolo, cosa che in pratica può sempre realizzarsi, per valori di r non molto vicini ad R_i, v_1 e v_2 differiranno poco dai valori che avrebbero per $d = 0$, cioè da 0 e $\sqrt{1-\left(\frac{r}{R_i}\right)^2}$ rispettivamente.

E, notando che nella [10] l'integrando si annulla ai limiti, e quindi l'integrale risente pochissimo piccole variazioni di v_1 e v_2, si

avrà con buona approssimazione:

$$\Phi_i(r) \simeq \varphi_i(r) - \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_i}\right)^2}\, d \qquad [11]$$

In modo analogo si procederà per la definizione, determinazione e approssimazione di $\Psi_i(r)$, $F_i(r)$. Si trova sotto le stesse ipotesi fatte a proposito di [11]:

$$\Psi_i(r) \simeq \psi_i(r) - \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{2} \left(1 - \frac{r}{R_i}\right) d \qquad [11']$$

Le [11] [11′] mostrano come, nel caso del mezzo interposto, non si abbia più la coincidenza tra gli spettri integrali delle proiezioni orizzontali e di quelle verticali. Infine, nel caso considerato da Imbò e Casertano ([12]), in cui lo spessore h del minerale sia minore di $l(R_i)$, al dominio S va imposta l'ulteriore limitazione $s \leqslant h$.

In questo caso, lo spettro $\varphi_i(r)$ delle proiezioni orizzontali, se la

$$v\left[l(R_i) - l\left(\frac{r}{\sqrt{1-v^2}}\right)\right] = h$$

ammette due radici v_1, v_2 comprese tra 0 e $v^0 = \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_i}\right)^2}$, è dato

$$\overline{\varphi}_i(r) = \varphi_i(r) - \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{2} \left\{ \int_{v_1}^{v_2} \left[l(R_i) - l\left(\frac{r}{\sqrt{1-v^2}}\right)\right] v\, dv - h(v_2 - v_1) \right\}$$
$$r < R_i . \qquad [7']$$

Se non esistono le radici v_1, v_2 comprese tra i limiti indicati, per $\overline{\varphi}_i(r)$ continua ad essere valida la [7].

Analogamente, se esiste una radice v_1, soddisfacente alla limitazione $\frac{r}{R_i} \leq v, \leq 1$, della

$$v\left[l(R_i) - l\left(\frac{r}{v}\right)\right] = h$$

si avrà per lo spettro delle proiezioni orizzontali:

$$\overline{\psi}_i(r) = \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{2} \left\{ \int_{\frac{r}{R_i}} \left[l(R_i) - l\left(\frac{r}{v}\right)\right] v\, dv + h(1 - v_1) \right\} \qquad r \leq R_i \qquad [7'']$$

nel caso contrario $\overline{\psi}_i(r)$ è dato ancora dalla [7].

Per lo spettro delle lunghezze effettive, se $v_1 = \frac{h}{l(R_i) - l(r)} < 1$,

$$\bar{f}_i(r) = \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{2} h \left(1 - \frac{v_1}{2}\right), \quad r \leq R_i \qquad [8']$$

mentre continuerà ad esser valida la [8] se $h > l(R_i) - l(r)$.

Ricerca della funzione $l(\xi)$. — Le maggiori difficoltà risiedono nella determinazione della prima funzione $l(\xi)$. Come primo tentativo si è posto:

$$l(\xi) = b(\xi + k\xi^2) + c \qquad [12]$$

essendo k, b, c tre costanti da determinare. Ponendo la [12] nelle [7], [8] si ha:

$$\varphi_i(r) = \psi_i(r) = \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{4} b \left\{ \frac{(R_i - r)^2}{R_i} + k \left[R_i^2 - 2 r^2 lg_e R_i + r^2 lg_e \frac{r^2}{e} \right] \right\} \qquad [13]$$

$$f_i(r) = \frac{\lambda_i^\alpha n_i}{4} b \left[(R_i - r) + k (R_i^2 - r^2) \right] \qquad [13']$$

Le [13], [13′] si riducono ovviamente, per $k = 0$, alle ben note [6], [4] della parte I, che indicheremo in seguito con $\varphi_i^0(r)$, $f_i^0(r)$. Indicheremo con $\varphi_i'(r)$, $f_i'(r)$ i termini di [13], [13′] che hanno coefficiente k.

Come mostrano queste formule, e come si vedrà meglio in seguito, l'unico coefficiente che occorre conoscere per trattare il problema dell'equilibrio e del rapporto tra le concentrazioni dei capostipiti delle varie famiglie radioattive è k. La determinazione di k può esser tentata empiricamente qualora si conoscano un numero sufficiente di coppie di valori ξ, η; questo potrebbe farsi, p. es., per la coppia aria/emulsione. Si trovano così, utilizzando parte dei dati riportati da Lonchamp (3) per le $C2$ Ilford, e per ξ variabile tra 7 e 47 micron, $k = (2 \div 3) . 10^{-3}$. Un valore leggermente superiore si trova utilizzando i dati di Rotblatt. Per i percorsi in aria si sono usati i dati riportati nella citata opera del Landolt.

Però l'accordo tra i dati sperimentali e la [12] non è molto buono, sia per l'inadeguatezza di quest'ultima, sia forse per la imprecisione dei dati sperimentali. Inoltre la determinazione a priori di k

riuscirebbe più difficile nei casi praticamente occorrenti di materiali per i quali non si disponga di sufficienti dati. Il parametro k dovrebbe considerarsi come una costante da determinare a posteriori in modo da ottenere il migliore accordo possibile tra lo spettro teorico e quello osservato. È prevedibile che per i materiali terrestri comuni (SiO_2), i valori di k saranno circa la metà che per l'aria. Un metodo migliore per tentare una approssimazione della funzione $\eta = l(\xi)$ consiste, come fa giustamente rilevare, per un caso analogo, (calcolo del cammino nell'emulsione in funzione dell'energia iniziale), il Vigneron, nell'utilizzazione della formula di Bethe. Si ha:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{16\pi^2 e^4}{m v^2} N Z [lg_e 2 m v^2 - lg_e I - lg_e (1 - \beta^2) - \beta^2]$$

ed analogamente:

$$-\frac{dE}{dy} = \frac{16\pi^2 e^4}{m v^2} N' Z' [lg_e 2 m v^2 - lg_e I' - lg_e (1 - \beta^2) - \beta^2]$$

Per il significato dei simboli, rimandiamo al citato lavoro del Vigneron. Da queste due formule con facile ragionamento si deduce:

$$l'(\xi) = \frac{NZ}{N'Z'} \frac{lg_{10} E + 6 - lg_{10} \frac{M}{4m} - lg_{10} I}{lg_{10} E + 6 - lg_{10} \frac{M}{4m} - lg_{10} I'} \qquad [14]$$

In questa formula, in cui si sono trascurate le correzioni relativistiche, (termini in β^2), E è l'energia cinetica iniziale della particella α misurata in MeV, M ed m la massa di riposo della particella α e dell'elettrone, I ed I' i potenziali medi di ionizzazione degli elettroni responsabili del rallentamento nell'emulsione e nel materiale; $NZ, N'Z'$ il numero di elettroni responsabili del rallentamento per cm^3 di emulsione e di materiale rispettivamente. Per la definizione esatta di NZ e di I rimandiamo al lavoro del Vigneron. Si noti che NZ ed I dipendono dall'energia perché al decrescere di questa gli elettroni più fortemente legati, cioè particolarmente quelli dei livelli K, L degli atomi pesanti, cessano di contribuire al rallentamento.

Servendoci della [14] abbiamo calcolato i valori del coefficiente k della [12] per la coppia SiO_2/emulsione, con il risultato sopra accennato. Però, anche in questo caso, la [12] non è in buon accordo con

la [14]. Un migliore accordo si trova assumento $l'(\xi)$ della forma:

$$l'(\xi) = b\left(1 - \frac{k}{\xi}\right) \qquad [15]$$

con che:

$$l(\xi) = b(\xi - k\, lg_e\, \xi) + c \qquad [15']$$

il valore di k calcolato sia in base alla [14] per SiO_2 che in base ai risultati di Webb, Bethe e Livingstone, per Al risulta circa 1,2 per energie iniziali delle α comprese fra 3 ed 8,5 MeV. Ponendo la [15′] nella [7] si trova:

$$\varphi_i(r) = \frac{\lambda_i^{\alpha} n_i}{4} b \left\{ \frac{(R_i - r)^2}{R_i} - k \left[lg_e R_i - \left(\frac{1}{2} + lg_e r \right) + \frac{r^2}{2 R_i^2} \right] \right\} \qquad [16]$$

Indicheremo con $\varphi_i'(r)$ il termine della [16] che ha coefficiente-k.

Spettro integrale di una famiglia in equilibrio. — Lo spettro integrale di una famiglia radioattiva è evidentemente dato dalle:

$$\left.\begin{array}{ll} f(r) = \sum_h^p \varrho_i f_i(r) = \sum_h^p \varrho_i f_i^o(r) \pm k \sum_h^p \varrho_i f_i'(r) & [17] \\ \varphi_i(r) = \sum_h^p \varrho_i \varphi_i(r) = \sum_h^p \varrho_i \varphi_i^o(r) \pm k \sum_h^p \varrho_i \varphi_i'(r) & [18] \end{array}\right\} R_h < r \leq R_{h+1}$$

con le ovvie relazioni tra gli n_i, e dove ϱ_i è un coefficiente dovuto alle eventuali biforcazioni. Le f, φ sono date dalle [7], [8] o da [16].

Il calcolo numerico delle [17], [18] viene semplificato dalla possibilità di spezzare le sommatorie, sia nel caso già considerato nella parte I, sia nei casi in cui la $l(\xi)$ abbia le forme [12] o [15′], (lo stesso accade per le altre forme di $l(\xi)$ di cui abbiamo tentato l'applicazione, e qui non riportate), in un certo numero di sommatorie, da ciascuna delle quali è possibile mettere in evidenza i fattori dipendenti da r, sicché le sommatorie risultano indipendenti da questa unica variabile, ma funzioni, molto semplici, delle sole costanti R_i e degli eventuali rapporti di biforcazione.

Nell'ipotesi della validità della [12] o della [15], occorre calcolare le

$$\Sigma \varrho_i R_i^2, \ \Sigma \varrho_i R_i, \ \Sigma \varrho_i, \ \Sigma \frac{\varrho_i}{R_i}, \ \Sigma \frac{\varrho_i}{R_i^2}, \ \Sigma lg_e R_i$$

tutte estese da h a p, con $h = 1, \ldots, p$, dove p è il numero di specie di elementi radioattivi α della famiglia considerata. Per mezzo di queste sono state costruite le Tabelle I e II. La I è stata calcolata nell'ipotesi che valga la [12]; i percorsi nell'emulsione delle particelle α sono stati tratti, in parte, del citato lavoro di Lonchamp, in parte interpolati assumendo come valori delle energie delle particelle α quelli riportati nel citato volume del Landolt. In entrambe le Tabelle si è assunto, per il ThC', $\varrho. = 2/3$; non si è tenuto conto di altre biforcazioni.

La Tabella II è stata calcolata nell'ipotesi che sia valida la [15]. I percorsi delle particelle α nell'emulsione sono stati dedotti dai dati di Rotblatt, usando per le energie, i valori riportati da M. Joliot-Curie ([13]). In ciascuna Tabella sono riportati, nella I colonna r espresso in micron, (per semplicità sono dati i valori di φ solo in corrispondenza ai valori di r coincidenti con i vari R_i, il che è sufficiente per l'interpretazione degli spettri osservati sperimentalmente); nella II colonna l'elemento le cui particelle hanno percorso nell'emulsione $R_i = r$; nella III i valori $\varphi^0(r)$ per la famiglia del Th in equilibrio, (cioè lo spettro integrale prodotto da questa famiglia nel caso in cui si possano trascurare le correzioni dovute alla non proporzionalità tra i percorsi nella materia e nell'emulsione); nella IV colonna $\varphi'(r)$, sempre per la famiglia del Th in equilibrio; (in Tabella I $\varphi'(r)/1000$); nella V e VI le corrispondenti funzioni per l'$U238$ in equilibrio. Nella VII ed VIII le analoghe per l'Io in equilibrio con gli elementi ad esso successivi; analogamente nella IX e X per il Ra in equilibrio. Nella Tabella II, la colonna VI′ contiene alcuni dati relativi allo spettro integrale della famiglia dell'$U238$ in equilibrio, calcolati nella ipotesi che i percorsi nella materia e nell'emulsione siano proporzionali tra loro, e l'ultimo proporzionale al percorso in aria secondo il coefficiente 1.750 suggerito da Yagoda ed usato da Buttlar ed Houtermans, ed assumendo per i percorsi in aria i valori riportati da M. Joliot-Curie.

Nella Tabella II sono riportate le concentrazioni di $U238$ e Th, (C_U, C_{Th}), espresse in gr/cm^3 che producono, per cm^2 e s gli spettri integrali calcolati.

Le concentrazioni di Io e Ra che danno luogo agli spettri delle famiglie che traggono origine da questi due elementi sono quelle stesse che questi elementi avrebbero se fossero in equilibrio con la concentrazione C_U di U.

TABELLA I

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
5	—	1.000	38,88	1.000	34,21	841,45	29,40	751,64	27,07
16	—	313,8	17,13	201,08	10,39	196,71	10,24	193,08	10,10
16,3	Th	302,5	16,62	190,44	9,95	186,69	9,83	183,94	9,72
18,8	Io	220	12,68	120,64	6,92	120,55	6,91	120,55	6,91
19	UII	214,3	12,39	116,48	6,74			116,48	6,73
19,5	Ra	200,6	11,68	106,90	6,28				
22	Po	144,3	8,59	73,83	5,26				
22,9	RaTh	129,1	7,68	59,91	3,85				
23,2	Rn	124,4	7,39	57,07	3,67				
24,6	ThX	105,9	6,19	45,19	2,99				
26,6	RaA	86,69	6,80	31,98	2,15				
27	ThC	83,99	4,56	29,86	2,01				
28,7	Tn	46,64	3,68	21,61	1,48				
31,8	ThA	31,66	2,51	9,90	0,67				
38,4	RaC'	10,34	0,87	0	0				
47,2	ThC'	0	0	0	0				

TABELLA II

I	II	III	IV	V	VI	VI' (*)	VII	VIII	IX	X
5	—	10.000	638.9	10.000	717.1	10.000				
10	—	6.211	301	5.425	291.5	5.363	4.817	250.3	4.452	237.2
16.2	Th	2.993	113.8	1.976	80.64	2.391	1.898	76.32	1.873	74.93
16.3	U	2.965	111.9	1.941	78.71	1.533	1.270	46.90	1.270	46.90
18.6	Io	2.156	78.85	1.273	47.05	1.397	1.106	36.94	1.106	36.94
19.4	UII	1.917	67.54	1.106	39.64	1.286				
19.6	Ra	1.821	63.23	1.076	37.98					
22.5	Po	1.182	36.45	647	21.68					
23.2	RaTh	1.060	31.9	575.5	18.12					
23.7	Rn	979	29.01	575.5	16.52					
26.9	RaA	812	23.21	439.5	13.21					
27.3	ThC	594.6	16.07	304.6	8.89					
28.7	Tn	559.6	14.95	284	8.25	377(361)				
32	ThA	454.5	9.97	216.2	6.20					
38.5	RaC'	286.7	6.96	95.57	2.77					
47	ThC'	92.0	1.99	0	0					
24.9	ThX	0	0	0	0					

$$C_U = \frac{1}{b} 1.96.10^{-2} gr/cm^3 \quad ; \quad C_{Th} = \frac{1}{b} 6.08.10^{-2} \; gr/cm^3$$

(*) I dati riportati in questa colonna si riferiscono ai valori di r uguali al percorso nell'emulsione delle particelle α dell'elemento della II colonna dedotto dal percorso in aria mediante il coefficiente 1.750; fa eccezione il dato in parentesi corrispondente a 26.9 micron.

In modo del tutto analogo può essere calcolato lo spettro della famiglia dell'*U*235 (*UAc*), che non figura in queste tabelle, e del cui contributo è necessario tener conto.

L'interpretazione di uno spettro, ottenuto sperimentalmente potrà farsi esprimendo questo come combinazione lineare degli spettri integrali riportati nelle Tabelle [14].

Dalla Tabella II si può vedere come, nel caso di uno spettro prodotto da concentrazioni di *U* e *Th* uguali, (o proporzionali), a C_U, C_{Th}, il numero di tracce con $r > 10$, calcolato in base al numero di tracce lunghe (*ThC'*, *RaC'*), sia superiore a quello delle tracce corte effettivamente presenti. La differenza, che dovrebbe essere imputata alla sola famiglia dell' *U*, prendendo per *K* il valore indicato sopra, è circa i $\frac{2}{3}$ di quella che si ha tra la famiglia dell' *U* e quella dell' *Io*. Ad uguale conclusione si perviene con un analogo calcolo basato sulla Tabella I. Errori molto più forti, (dell'ordine del 20% del numero di tracce), come mostra il confronto delle colonne V, VI, VI', si avrebbero nel caso in cui si assumesse il fattore costante $\mu^2 = 1.750$.

Palermo — Istituto di Fisica dell'Università — Ottobre 1953.

RIASSUNTO

Facendo seguito ad una precedente nota, vengono determinati gli spettri integrali delle proiezioni orizzontali, verticali e delle lunghezze effettive delle tracce di particelle α *emesse dai nuclidi attivi contenuti in un materiale sovrapposto ad una emulsione nucleare, nell'ipotesi generale che tra il percorso* η *nella materia ed il percorso* ξ *nell'emulsione di una particella* α *di data energia iniziale sussista una relazione* $\eta = l(\xi)$. *Si dimostra che, supponendo il materiale omogeneo, di spessore superiore al percorso in esso delle particelle* α, *e direttamente sovrapposto alla emulsione, lo spettro delle proiezioni orizzontali coincide con quello delle verticoli.*

Si considerano i casi in cui alcune delle ipotesi sopra dichiarate non si siano verificate.

Si eseguono i calcoli numerici, dopo aver fatte alcune ipotesi sulla forma della funzione $l(\xi)$, *nella quale le costanti vengono calcolate in base alla teoria di Bethe, o partendo da dati empirici.*

Viene mostrata l'opportunità di tener conto della non linearità di $l(\xi)$ *nelle applicazioni di questa tecnica a taluni problemi interessanti la Geofisica.*

SUMMARY

Continuing a previous communication the tracks of α-particles emitted by a material laying upon a nuclear emulsion have been theoretically investigated.

Using the general hypothesis that between the range η *in material and the range* ξ *in the emulsion for α-particles of given energy exists the relation* $\eta = 1(\xi)$, *the general spectra of the horizontal and vertical projections and the effective lengths have been determined.*

The cases in yhich some of the above hypothesis are not verified are discussed.

Numerical calculations are carried out after having made some hypothesis on the form of the function $1(\xi)$, *whose constants have been calculated on the basis of the Bethe theory or from empirical data.*

It is shown the advantage of taking in account the non linearity of $1(\xi)$ *in the applications of this tecnique to some problems of interest in Geophysics.*

BIBLIOGRAFIA

(1) D. Palumbo: Ann. di Geof., VI, 1953.

(2) Landolt-Bornstein: I, 5, Gottingen, 1952, pg. 365.

(3) J. P. Lonchamp: Journ. de Phys., 14, (1953), 89.

(4) M. G. Mano: Ann. de Phys., 11, (1934), 407.

(5) H. A. Bethe - M. S. Livingstone: Rev. of Mod. Phys., 9, (1937), 245.

(6) J. H. Webb: P. R., 74, (1948), 522.

(7) L. Vigneron: Jour. de Phys., 14, (1953), 145.

(8) A. Beiser: Rev. of Mod. Phys., 24, (1952), 273.

(9) M. Joliot - Curie: Jour. de Phys., 7, (1946), 313.

(10) F. Bachelet - E. M. Ferretti Sforzini - F. Ippolito: N. C., VIII, (1951), 851.

(11) Rankama - Sahama: Geochemistry, Chicago, 1950, pg. 634.

(12) G. Imbò - L. Casertano: Ann. di Geof., V, (1952), 1.

(13) M. Joliot - Curie: *Les radioéléments naturels*, Paris, 1946.

(14) L. Barbera etc.: Ann. di Geof., VI, (1953).

PRIMI RISULTATI SULLA LOCALIZZAZIONE DELLE PERTURBAZIONI ATMOSFERICHE DALL'ESAME DELLE ONDE MICROBARICHE

Ferruccio Mosetti

1. — Questo lavoro vuol essere l'introduzione ad un ciclo di ricerche miranti a definire la posizione ed il moto di perturbazioni atmosferiche quali cicloni, fronti, o nuclei di pressione, mediante il solo impiego di stazioni microbarometriche; essendosi già precedentemente visto [1] che ogni tipo di perturbazione atmosferica genera onde microbariche caratteristiche. L'analisi dei microbarogrammi dovrebbe dunque poter permettere di inquadrare la situazione meteorica, entro un larghissimo raggio, di una zona interessante la stazione o il gruppo di stazioni di osservazione. È nostra idea che le onde microbariche si propaghino dalla zona perturbata alla stazione, direttamente, o indirettamente per successive « attivazioni » delle masse d'aria attraversate. Tali onde sarebbero dunque di carattere progressivo, e, studiando la direzione e la distanza da cui provengono gli impulsi registrati (in base alla differenza dei tempi di arrivo in tre stazioni e alla velocità di fase delle onde), si potrebbe comodamente seguire sulla registrazione microbarografica, il succedersi di eventi meteorici in zone anche molto lontane. Va notato che tale studio, così appena iniziato, è ostacolato da svariate difficoltà alcune puramente tecniche, altre dovute al fatto che fino a poco fa, nulla ci era noto sulla natura delle onde in questione. Anzitutto nessuna presupposizione poteva esser fatta a priori riguardo la velocità delle onde microbariche, perché tutti i pochi lavori eseguiti da Autori isolati sull'argomento della velocità delle onde barometriche (anche a piccolo periodo), per la loro scarsissima concordanza e per l'indole completamente diversa delle ricerche in cui apparivano, non ci potevano dare alcun affidamento, né erano suscettibili di generale applicazione. Dalle nostre misure abbiamo notato una grande variabilità della velocità, anche per onde aventi lo stesso periodo, per le più svariate cause, tanto che siamo ora del parere che la velocità, la cui conoscenza è essenziale per risolvere il nostro problema, sia da calcolarsi caso per caso.

Anzitutto diremo che già dalle prime osservazioni eseguite nell'estate di quest'anno con un gruppo di stazioni tripartite disposte a Trieste nelle località: Osservatorio Geofisico, Roiano, Trebiciano, ai vertici cioè di un triangolo (fig. 1) di lati dell'ordine di qualche chi-

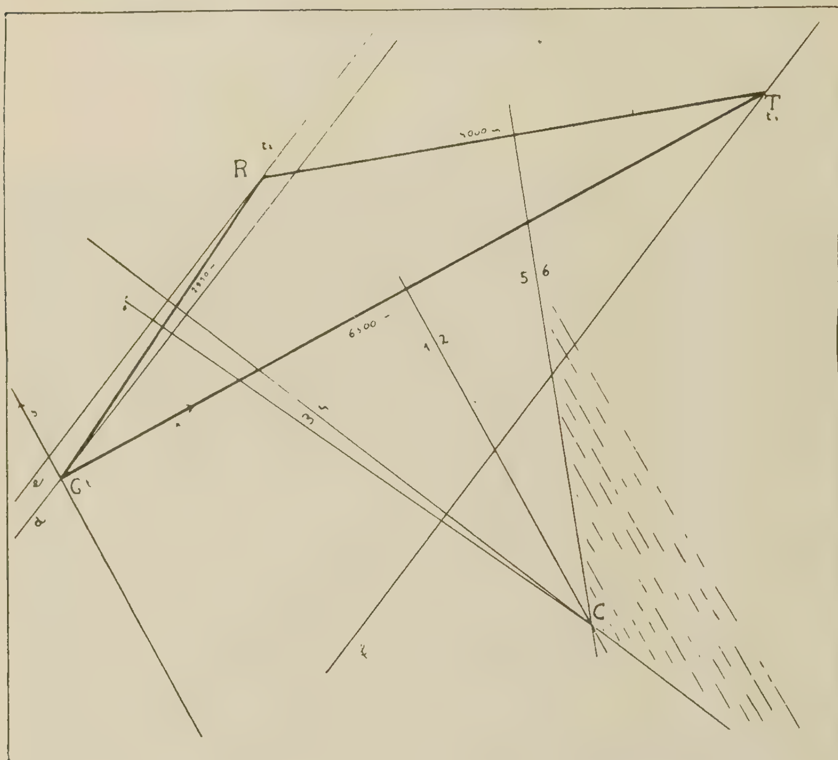


Fig. 1

lometro, si intravvide la possibilità di risolvere il problema impostoci, e ciò per le seguenti ragioni: *ogni impulso visibile in un microbarogramma era ritrovabile negli altri; di volta in volta gli sfasamenti risultavano diversi anche per gli stessi periodi; i vari impulsi non venivano registrati simultaneamente nelle tre stazioni.* Per ben poter discernere gli impulsi bisogna però tener conto che se i capillari dei microbarografi [2] non hanno sempre la medesima apertura, vi potrà esser sproporzione di ampiezza tra le varie registrazioni: se per esempio in una stazione il capillare è più chiuso che nelle altre, in questo strumento le onde di maggior periodo saranno esaltate e potranno

mascherare gli impulsi di più breve periodo, che di solito hanno ampiezze minori; viceversa se il capillare è troppo aperto non si vedranno più gli impulsi superiori ad un certo periodo ([2]). Di tutto ciò bisognerà tenere accuratamente conto, anzi prossimamente la nostra ricerca si indirizzerà allo studio di microbarogrammi di singole bande di frequenza, ottenuti mediante opportuni filtri, per poter evitare al massimo la interferenza tra onde di varia natura e periodo, interferenza che può esser causa di errore sia nella valutazione del tempo di registrazione di un dato impulso, sia nella valutazione del periodo di questo.

Inoltre, molte volte, negli strumenti di cui finora abbiamo fatto uso (sono quelli costruiti dal Bossolasco, modificati in modo da aver una registrazione ottica per eliminare l'incontrollabile attrito del pennino), che hanno uno scorrimento di 20 mm all'ora, gli sfasamenti sono spesso molto piccoli e difficilmente apprezzabili con sicurezza. A tutte queste difficoltà stiamo ora cercando di ovviare, prima di intraprendere una ricerca definitiva sull'argomento, apportando notevoli migliorie agli strumenti sì da ottenere un tipo di microbarografo veramente rispondente allo scopo che oramai, per pratica e per esperienza, crediamo di ben conoscere.

Comunque sia, vogliamo ora dire come abbiamo cercato di risolvere il problema di ricavare, in base alle due differenze di tempo delle registrazioni in tre stazioni, la velocità e la direzione di provenienza degli impulsi. A prima vista, il problema potrebbe supporsi eguale a quello che compare in Sismica, nella ricerca degli epicentri; senonché in Sismica nota già da moltissimi anni la velocità delle onde, e costruite ottime tavole di dromocrone dalle quali si può ricavare la distanza in base ai tempi di arrivo delle varie fasi, la ricerca odierna si riduce alla determinazione esatta (con i dati di più stazioni) della direzione di provenienza, più che della distanza, (già nota a priori con le dromocrone) ed è questo un argomento molto studiato e per il quale esistono già molti metodi. Nessuno di tali metodi poté però essere usato nella nostra ricerca, neanche quello fondamentale ed elementare delle iperboli, che presuppone la conoscenza della velocità, per noi a priori completamente ignota, e che è impossibile applicare con sicurezza su distanze tanto grandi in confronto alle esigue dimensioni del triangolo usato.

Assolutamente impossibile poi, almeno per ora, è la costruzione di tabelle di dromocrone. Siamo ben lungi infatti dal poter ricavare, come in Sismica, la distanza, con i tempi di arrivo di eventuali fasi

riflesse o rifratte, perché non sappiamo ancor nulla sulla eventuale possibilità di riflessione delle onde atmosferiche (longitudinali!) su qualche discontinuità più o meno fissa (tropopausa?) e quindi sull'esistenza di onde riflesse di I, II, III... ordine. Inoltre ancora, in Sismica,

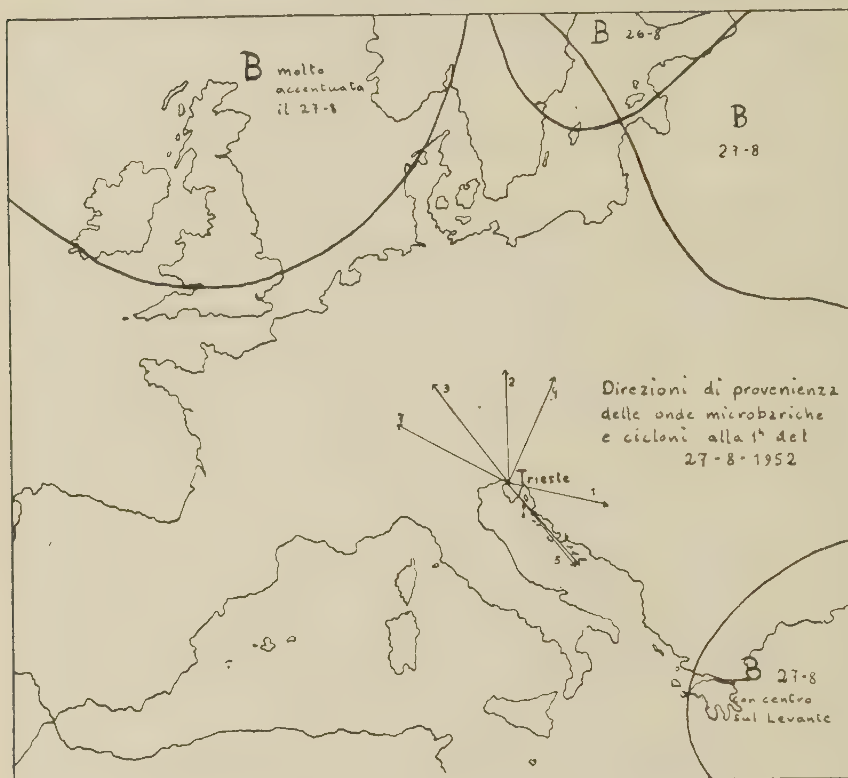
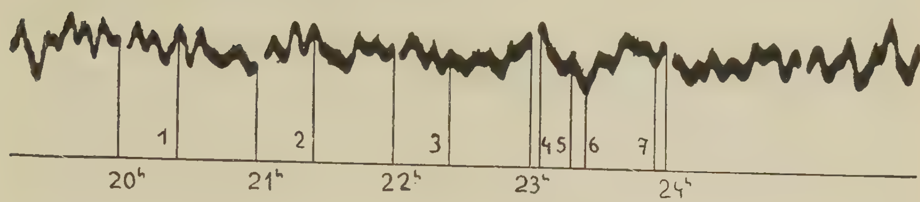
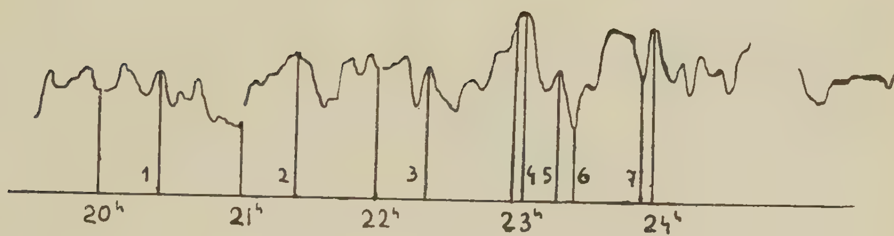


Fig. 2

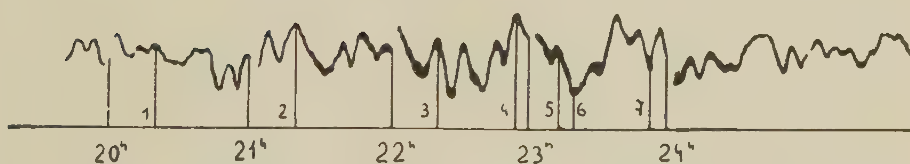
onde che anche dopo anni provengono dalla riattivazione di una medesima zona ipocentrale, mantengono sempre eguale la loro velocità poiché rimangono inalterate le costanti del mezzo attraversato (per la relativa stabilità della crosta terrestre); mentre invece nel nostro caso è impossibile che onde provenienti da successivi cicloni situati nella medesima zona, mantengano invariata la velocità, per il fatto che con le stesse condizioni meteorologiche, variano continuamente temperatura, densità, umidità, pressione ecc. del mezzo attraversato. E poi è chiaro che la velocità delle onde microbariche può essere notevolmente influenzata dal movimento della sorgente (in Sismica, invece, l'ipocentro



Geof. 27-8-52



Roiano 27-8-52



Treb. 27-8-52

Fig. 3

non si muove!) e dall'effetto di trascinamento dovuto al moto relativo delle masse d'aria attraversate. Ci troviamo insomma di fronte ad un problema nuovo e ben più arduo di quello interessante la Sismica. La premessa più importante per la sua risoluzione è la conoscenza della velocità di propagazione delle onde, che, per le ragioni sopra esposte, diciamo che è necessario determinare caso per caso, per ogni impulso. Descriveremo il metodo che abbiamo usato per determinare la velocità degli impulsi e che ci dà anche la loro direzione di provenienza. Per conoscere la distanza approssimata, usiamo per il momento semplici considerazioni sul periodo, che, aumenta chiaramente e, sembra, uniformemente con la distanza tra stazione e sorgente e varia poi, con la natura di questa.

2. — Il metodo usato è completamente analitico. Sia dato il triangolo G, R, T (fig. 1), costruiamo un sistema di assi coordinati cartesiani ortogonali con origine in G e l'asse x sul segmento G-T. Le coordinate dei tre punti sono G $(0,0)$, R (p,q), T $(r,0)$. Tracciamo gli assi di simmetria dei lati del triangolo che si incontrano nel punto C di coordinate h, k. Siano t_1, t_2, t_3 i tempi di registrazione di un certo impulso rispettivamente nei punti G, R, T. Si vede immediatamente che, se per esempio $t_1 = t_3$ l'origine dell'impulso sarà sull'asse di simmetria del segmento G-R e la velocità sarà, con approssimazione tanto più buona quanto più lontana è l'origine (perché evidentemente il fronte d'onda non è sempre lineare), eguale al rapporto tra la distanza fra G-R e la sua parallela condotta per T e la differenza di tempo $t_3 - t_1$. Comunque abbiamo potuto vedere che l'errore che si commette in tale approssimazione della velocità anche con origini vicine è sempre piccolo, o al massimo è dell'ordine del 10%. Analogamente si ragiona se $t_1 = t_3$ o $t_2 = t_3$.

Supponiamo ora che $t_1 \neq t_2$, per esempio $t_1 > t_2$, cioè che l'impulso arriva prima in R e poi in G, la direzione di provenienza sarà allora una retta, sempre passante per C, che non è più l'asse di simmetria ma che si avvicina a R tanto più quanto più grande è la differenza $t_1 - t_2$. Naturalmente una tale determinazione della direzione di provenienza sarebbe laboriosa perché la posizione della retta che la rappresenta dipende non da una sola ma da tutte e tre le differenze dei tempi. Per ricavare almeno approssimativamente la direzione di provenienza si può ragionare anche nel seguente modo: sia per esempio $t_1 > t_2 > t_3$, vuol dire allora che l'impulso arriva prima in T poi in R e infine in G; il fatto che esso arrivi in T prima che

in *R* vuol dire che la direzione di provenienza appartiene al semipiano *6* (fig. 1), questa retta appartiene anche al semipiano *4*, perché l'impulso arriva in *R* prima che in *G* e al semipiano *2* perché l'impulso arriva prima in *T* che in *G*. In tal modo il settore che è co-

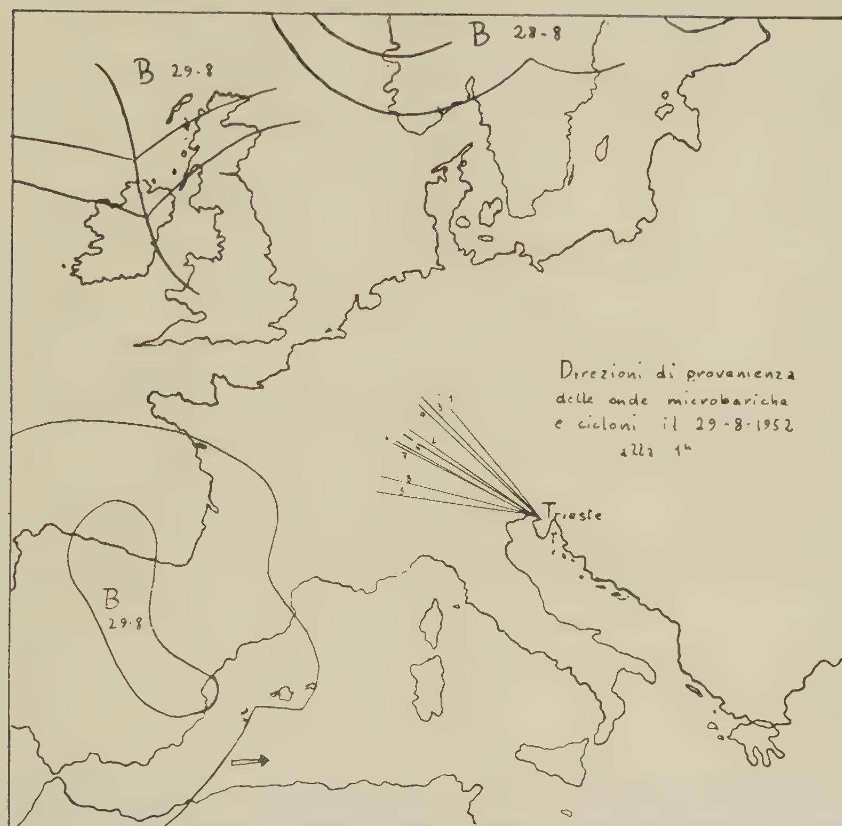
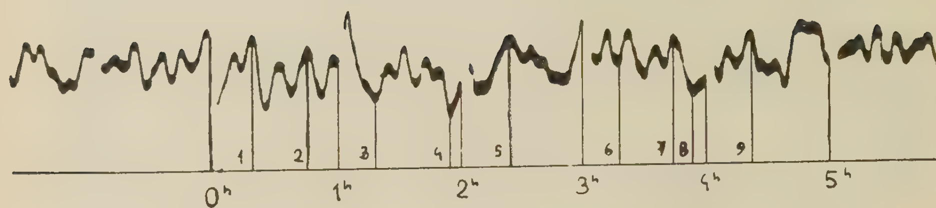


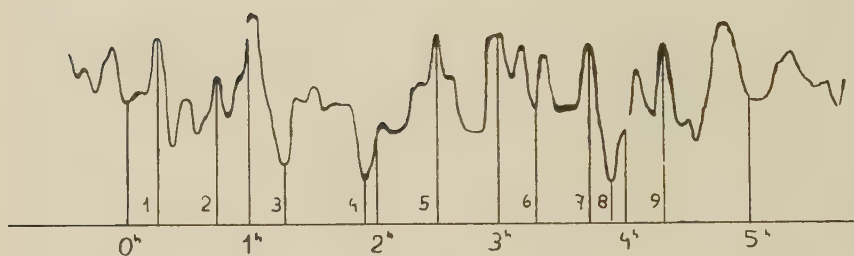
Fig. 4

mune ai tre semipiani, e che ha vertice in *C*, (zona tratteggiata in fig. 1), comprende la semiretta indicante la direzione di provenienza.

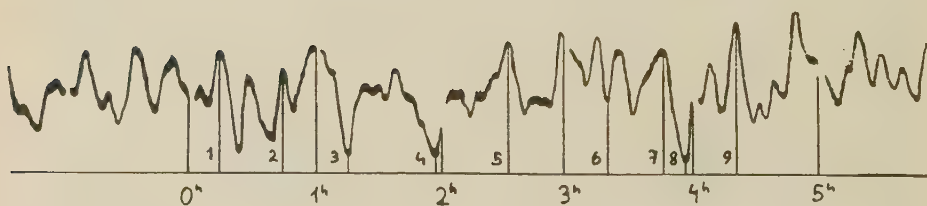
Da tutto questo si vede che, sempre, nel nostro metodo, la direzione di provenienza è rappresentata da una semiretta partente dal punto *C*. Sulla scorta di quanto abbiamo più sopra esposto pensiamo che, supponendo lineare (e si è dimostrato abbastanza ben approssimato) il fronte d'onda in un intorno del triangolo, si possono costruire tre rette parallele *d*, *e* ed *f*, passanti rispettivamente per i punti *G*, *R*, *T*, tali che la distanza tra *d* ed *e* sia proporzionale alla differenza



Geof. 29-8-52



Roianó 29-8-52



Treb. 29-8-52

Fig. 5

$t_2 - t_1$, e la distanza tra d e f sia proporzionale alla differenza $t_3 - t_1$ la perpendicolare a queste rette passante per C, sarà la direzione di provenienza cercata.

Sia

$ax + by = 0$ l'equazione della retta passata per G $(0, 0)$;

$a(x\text{-}p) + b(y\text{-}q) = 0$ l'equazione della retta per R (p, q);

$a(x\text{-}p) + by = 0$ l'equazione della retta passante per T $(r, 0)$.

La distanza tra d ed e è

$$-\frac{ap + bq}{\sqrt{a^2 + b^2}}$$

Quella tra d ed f è

$$-\frac{ar}{\sqrt{a^2 + b^2}}$$

Occorrerà che sia

$$\tau = \frac{t_1 - t_3}{t_1 - t_2} = \frac{ar}{ap + bq}$$

da cui

$$\frac{a}{b} = \frac{q\tau}{r - p\tau}$$

Il rapporto $-a/b$ è il coefficiente angolare delle rette parallele d, e ed f; quindi la direzione di provenienza avrà coefficiente angolare

$$\frac{a}{b} = \frac{r - p\tau}{q\tau}$$

l'equazione della retta rappresentante la direzione di provenienza (che passa per il punto C (h, k) sarà dunque

$$y = \frac{(kq - hp)\tau - hr}{q\tau} + \frac{r - p\tau}{q\tau}x$$

Per ottenere la velocità basterà dividere per $\Delta t_2 = t_1 - t_1$ il valore assoluto della distanza tra d ed f, o per $\Delta t_1 = t_1 - t_2$ il valore asso-

luto della distanza tra d ed e, ottenendo risultati necessariamente eguali.

Infatti

$$\frac{ab + bq}{\sqrt{a^2 + b^2}} = \frac{\frac{a}{b} p + q}{\sqrt{\frac{a^2}{b^2} + 1}} = \frac{\frac{p q \tau}{r - p \tau} + q}{\sqrt{\frac{q^2 \tau^2}{(r - p \tau)^2} + 1}} = \frac{q r}{\sqrt{\tau^2 (q^2 + p^2) + r^2 - 2 r p \tau}} \qquad [1]$$

e

$$\frac{a r}{\sqrt{a^2 + b^2}} = \frac{\frac{a}{b} r}{\sqrt{\frac{a^2}{b^2} + 1}} = \frac{q r \tau}{\sqrt{\tau^2 (q^2 + p^2) + r^2 - 2 r p \tau}} \qquad [2]$$

dividendo la [1] per Δt_1 si ha

$$v_1 = \frac{q r}{\sqrt{\frac{\Delta t_2^2}{\Delta t_1^2} (q^2 + p^2) + r^2 - 2 r p \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1}}} \cdot \frac{1}{\Delta t_1}$$

e dividendo la [2] per Δt_2

$$v_2 = \frac{q r \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1}}{\sqrt{\frac{\Delta t_2^2}{\Delta t_1^2} (q^2 + p^2) + r^2 - 2 r p \frac{\Delta t_1}{\Delta t_1}}} \cdot \frac{1}{\Delta t_2}$$

Queste due espressioni sono ovviamente eguali e si ottiene in definitiva per la velocità di fase la formula

$$v = \frac{q r}{\sqrt{\Delta t_2^2 (q^2 + b^2) + \Delta t_1^2 r^2 - 2 r p \Delta t_1 \Delta t_2}}$$

Essendosi tale velocità ottenuta supponendo lineari i fronti d'onda, senza tener conto né del reale cammino del raggio nell'atmosfera, cammino che per ora si suppone superficiale né del moto della sorgente o del movimento cui sono soggette le successive zone d'aria attraversate, la denomineremo « velocità apparente » riservandoci in seguito, quando conosceremo meglio tutti i fenomeni cui è assoggettato

il raggio d'onda nel suo cammino, di dare i valori della reale velocità di fase.

Per trovare il verso di un dato impulso basterà guardare in quale dei tre punti esso arrivi per primo. Noti così direzione di provenienza

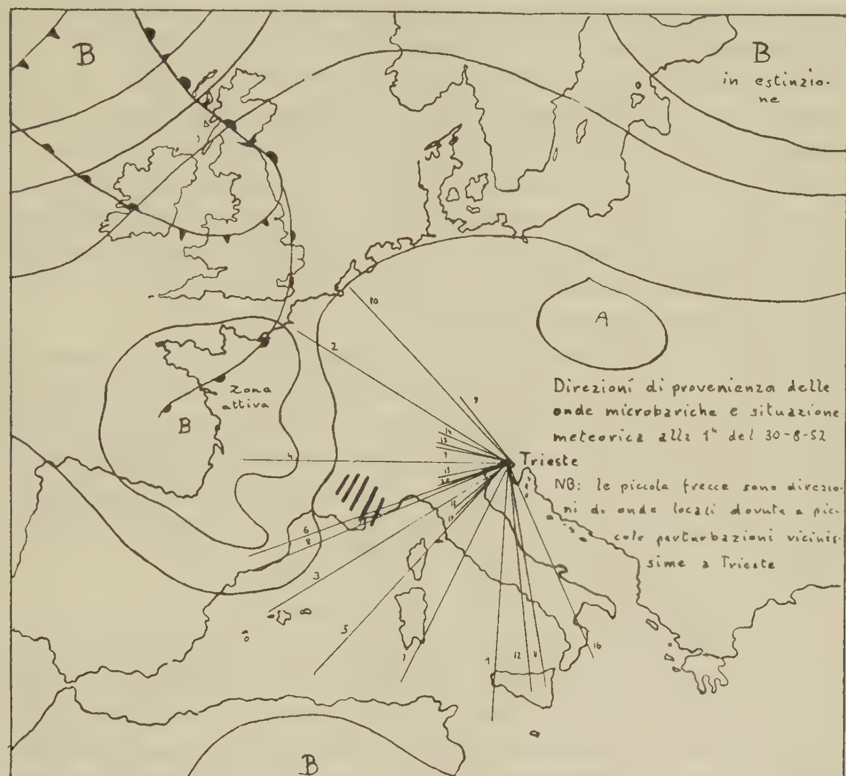


Fig. 6

e verso si applicano le semirette definite da queste due grandezze al punto C e, misurando l'angolo che tali semirette formano in senso antiorario col meridiano passante per C si ottiene l'azimut. Poiché le dimensioni del triangolo usato in questa ricerca risultano di solito molto piccole rispetto alla distanza della perturbazione, non abbiamo potuto applicare alcun metodo atto a farcela conoscere con sicurezza. Però per poter sapere almeno grossolanamente la maggiore o minore lunghezza del cammino d'onda si può tener conto del fatto che (1) onde di periodo fino a 9, 10 min, di forma solitamente appuntata ed abbastanza ampie, sono di natura locale e provengono al massimo da una distanza di 100 km. Onde di periodo sui 15, 20 min, di solito liscie

ed abbastanza regolari, provengono da distanza dell'ordine di 1000 km e così via, quanto maggiore è il periodo e più regolari sono gli impulsi, tanto maggiore è la distanza della loro origine. Benché ci sia qualche relazione tra periodo e velocità per le onde proveniente dalla medesima perturbazione, onde di periodo eguale provenienti da perturbazioni pressoché equidistanti dalla stazione, ma situate in zone diverse, possono presentare velocità completamente diverse. Perciò avevamo precedentemente fatto notare che non si può assumere una velocità « standard » per le onde microbariche, né definire alcuna correlazione tra velocità e periodo, in generale, a meno di non considerare comprese entro il limite di errore variazioni di velocità insite nella natura stessa del fenomeno. La velocità apparente delle onde microbariche è comunque piccola e varia tra alcune centinaia e qualche migliaio di metri al min!

Quando si analizza un microbarogramma ci si trova di fronte al fatto che onde di varia natura e provenienza vengono registrate insieme e, molte volte, piccole e trascurabili perturbazioni vicine mascherano completamente le onde talvolta molto deboli, provenienti più da lontano. Sicché qua e là troveremo impulsi che provengono press'a poco dalla medesima direzione intercalati con altri di natura completamente diversa provenienti da tutt'altre zone.

3. — Mostreremo adesso con alcuni esempi come, calcolando il periodo, la velocità e la direzione di provenienza degli impulsi registrati dal microbarografo si possa analizzare il microbarogramma traendo fin d'ora utili informazioni sulla situazione meteorica locale e generale. Si vuol ancora notare che data la presenza e sovrapposizione di svariati sistemi di onde é difficile misurare il periodo di un impulso e che pertanto i valori indicati sono solo indicativi.

Caso del 27-8-1952 Intervallo di tempo esaminato 20h-24h fig. 2 e 3	Abbiamo scelto 7 impulsi nell'intervallo più interessante della registrazione. Applicando le formule precedentemente indicate si ricavarono i seguenti risultati			
n. imp.	b/a	azimut	velocità in m/min	periodo in min
1	—1,32	—113°	946	12
2	+1,64	0°	4600	20
3	—11,90	+ 35°	680	12
4	+0,74	— 23°	570	24
5	—21,25	—142°	3680	16
6	—26,00	—141°	1165	12
7	—1,96	+ 59°	1690	15

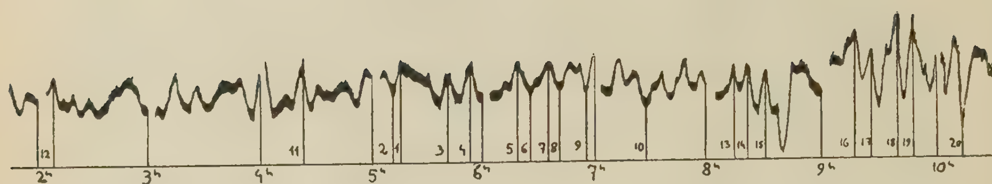
(in fig. 3 per le località di Trebiciano l'inizio dell'ora è 5 min prima di quello segnato, causa ritardo del marcatempo).

Di questi impulsi il 2, 3 e il 7 provengono probabilmente da un forte ciclone centrato tra Scozia e Norvegia, il 4 da un ciclone sul Baltico, 1, 5 e 6 provengono da un ciclone sul Levante con centro circa sull'Arabia.

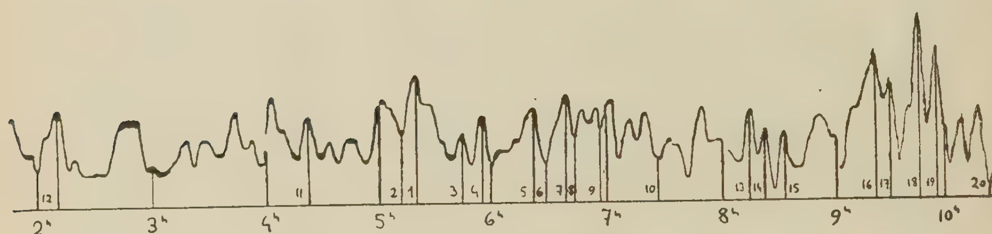
Caso del 29-8-1952 Intervallo esaminato 0^h-5^h fig. 4 e 5				
n. imp.	b/a	azimut	velocità	periodo
1	—7,44	+38°	381	17
2	—2,26	+55°	431	12
3	—4,25	+44°	605	30
4	—2,06	+56°	361	16
5	—0,94	+77°	629	15
6	—1,89	+59°	365	12
7	—1,76	+60°	435	12
8	—1,10	+73°	459	19
9	—4,85	+42°	284	13

(in fig. 5 l'ora del microbarogramma di Trebiciano è 6,4 min prima di quella segnata).

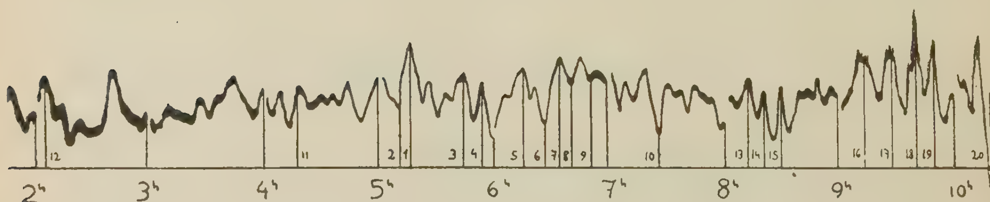
È interessante vedere come onde verisimilmente eguali per periodo e forma, (pur essendo più o meno distanti tra di loro nella registrazione, e « perturbate » da altre oscillazioni), quali le 2, 6, 7 e 4 provengano con valori di velocità molto vicini, dalla stessa direzione! Derivano probabilmente da un ciclone appena formato a N della Scozia. Le onde n. 1, 3 e 9, di periodo più lungo, in media, delle altre potrebbero provenire vista la loro direzione da un vasto e profondo ciclone lontano estendentesi a NW di Trieste con centro presso la Norvegia. Gli impulsi 5 e 8 sarebbero dovuti ad una area ciclonica abbracciante il golfo di Guascogna e la Spagna.



Geof 30-8-52



Roiano 30-8-1952



Treb. 30-8-52

Fig. 7

(in fig. 7 l'ora del microbarogramma di Trebiciano cade 6,5 min prima di quella segnata).

Caso del 30-8-1952 Intervallo esaminato 2^h- 10^h fig. 6 e 7	Rappresenta un esempio di analisi completa di un tratto di microbarogramma dotato di onde di diverso tipo e origine.			
n. imp.	b/a	azimut	velocità	periodo
1	+1,35	+175°	625	30
2	—2,15	+ 55°	594	20
3	0,00	+120°	774	11
4	—0,65	+ 87°	735	11
5	+0,25	+135°	1720	20
6	—0,21	+108°	770	11
7	+0,64	+153°	1480	20
8	—0,18	+110°	1240	11
9	—10,50	+ 36°	267	8
10	—6,06	+ 40°	540	20
11	+2,35	+187°	1280	20
12	+2,02	+183°	883	25
13	—1,17	+ 72°	989	8
14	+1,61	+ 62°	824	8
15	—0,38	+ 99°	1240	8
16	+3,08	+191°	884	25
17	—1,10	+ 73°	746	9
18	+0,16	+133°	1100	9
19	+0,23	+129°	885	9
20	—0,21	+108°	711	9

Si nota sulle carte del tempo una zona perturbata in via di sfacelo (già analizzata col microbarogramma del giorno precedente) sull'Atlantico settentrionale da cui proverrebbero gli impulsi 2 e 10, di 20 min di periodo e velocità media di 567 m/min. Una zona perturbata sulla Francia e sul golfo di Guascogna, e in dipendenza di questa una zona tempestosa e molto attiva estendendosi fino alla Provenza e alle Alpi occidentali, provocherebbero gli impulsi 3, 4, 6 e 8, molto vicini per periodo e per velocità ($T = 11$ min; $v_m = 760$ m/min). Gli impulsi n. 1, 5, 7, 11, 12 e 16 sono di origine molto lontana, provengono da qualche forte perturbazione africana non interessante la zona raffigurata dalle carte del tempo usate (*), per esse velocità e periodo sono legate nel seguente modo:

$$T = 20^{min} \quad 25^{min} \quad 30^{min}$$

$$v_m = 1490 \quad 884 \quad 625 \text{ m/min.}$$

(*) Le carte del tempo consultate furono i Bollettini Quotidiani d'Informazioni del Servizio Meteorologico dell'Aereonautica di Roma.

Gli impulsi 17, 18, 19 e 20 sono di origine vicinissima, dipendono da cause locali, (come si vede dal loro periodo e dalla loro forma) e son generati probabilmente da un temporale sull'Adriatico settentrionale o dall'avvicinarsi di una debole discontinuità non segnata sulle carte. Essi hanno periodo di 9 min circa e velocità media di 860 m/min. Così pure sono di origine locale gli impulsi 9, 13, 14, 15 di 8 min di periodo e velocità media di 830 m/min.

4. — Sono questi appena i primi grossolani e sommari risultati che non possono essere definitivi ma che vogliono mostrare un metodo, una strada da seguire per potere col solo esame delle onde registrate al microbarografo, onde « dinamiche » di natura ben diversa dalle fluttuazioni (stazionarie) a lunghissimo periodo, da altri studiata, cercare di localizzare la causa che le genera e trarre così utili risultati pratici.

Istituto Nazionale di Geofisica — Osserv. di Trieste — Ottobre 1952.

RIASSUNTO

Si prospetta la possibilità e il modo di localizzare le perturbazioni atmosferiche in base all'esame delle onde microbariche da queste generate. Si mostrano degli esempi da cui appare che la direzione di provenienza di particolari onde registrate dai microbarografi, corrisponde proprio alla posizione dei cicloni rispetto al gruppo di stazioni registratrici.

SUMMARY

It is considered possible to locate atmospheric perturbances by studying the microbaric-waves developped by the perturbances themselves. From several examples it appears that the direction of particular waves recorded by microbarographs, correspond exactly to the position of cyclones in respect of the group of recording stations.

BIBLIOGRAFIA

(1) Mosetti F., *Le onde microbariche*, Rivista di Meteorologia Aereonautica III, 1952.

(2) Mosetti F., *Teoria del microbarografo Alfani*, Annali di Geofisica IV, 1951.

IL TERREMOTO DELLO HOKKAIDO DEL 4 MARZO 1952

ANTONINO GIRLANDA

PARTE II

Determinazione della dromocrona più probabile delle onde P_n *e suo confronto con i tempi calcolati da altri ricercatori.*

In una nota precedente (1) sono state determinate le coordinate epicentrali e l'ora origine del terremoto dello Hokkaido del 4 marzo 1952. Si è ottenuto:

$\lambda = +\ 143^{\circ}\, 30'\, 00'',3 \pm 03'\, 35'',4$,

$\Phi = +\ 42^{\circ}\, 14'\, 30'',8 \pm 04'\, 19'',5$ (latitudine geocentrica),

$t_0 = 01^h\ 22^m\ 41^s,5 \pm 0^s,3$.

Una prima serie di calcoli, condotti seguendo il metodo di Caloi-Peronaci (2), ha escluso la possibilità di una profondità apprezzabile.

Servendosi degli elementi già calcolati si determinerà la dromocrona più probabile delle *P*, valevole per il terremoto oggetto di questo studio, allo scopo di poter trarre elementi di giudizio relativamente ad alcune discordanze notate nei tempi di registrazione degli inizi in alcune stazioni.

Si ammette che l'equazione della dromocrona delle *P* si possa porre sotto la forma approssimata

$$t = \alpha_0 + \alpha_1 \Delta + \alpha_2 \Delta^2 + \alpha_3 \Delta^3 \ , \qquad [1]$$

Nella quale t è il tempo di tragitto, Δ la distanza epicentrale e α_0, α_1, α_2, α_3, sono coefficienti, indipendenti da Δ, da determinare in adattamento ai dati sperimentali. Denotando con T_i il tempo di arrivo delle *P* nella *i*-esima stazione di osservazione, la [1] fornisce il sistema di n equazioni:

$$T_i - t_0 = \alpha_0 + \alpha_1 \Delta_i + \alpha_2 \Delta_i^2 + \alpha_3 \Delta_i^3 \qquad [2]$$

nelle quattro incognite α_0, α_1, α_2, α_3, la determinazione delle quali si può effettuare col metodo dei minimi quadrati, qualora si disponga dei tempi T_i in un sufficiente numero di stazioni.

Per rendere meno laborioso il calcolo si può procedere nel modo seguente.

Dalle [2], scritte, per es., in ordine di distanze crescenti, si deducono per differenza le n-1 equazioni:

$$\delta_{i+1,\, i} = \alpha_1 (\Delta_{i+1} - \Delta_i) + \alpha_2 (\Delta^2_{i+1} - \Delta_i^2) + \alpha_3 (\Delta^3_{i+1} - \Delta_i^3) \ , \quad [3]$$

nelle quali

$$\delta_{i+1,\, i} = T_{i+1} - T_i \ .$$

Ponendo

$$\Delta_{i+1} - \Delta_i = a_{i+1}\ ,\ \ \Delta^2_{i+1} - \Delta_i^2 = b_{i+1}\ ,\ \ \Delta^3_{i+1} - \Delta_i^3\ ,\ \ - \delta_{i+1,\, i} = l_{i+1}\ ,$$

si ottiene il seguente sistema di equazioni di condizione

$$a_{i+1}\, \alpha_1 + b_{i+1}\, \alpha_2 + c_{i+1}\, \alpha_3 + l_{i+1} = v_{i+1} \qquad [4]$$

nelle quali le v_{i+1} rappresentano i residui dovuti agli errori di osservazione. Il metodo dei minimi quadrati consente una prima determinazione dei tre coefficienti α_1, α_2, α_3, che, sostituiti nella [2] danno luogo al sistema di n equazioni nella sola incognita α_0:

$$\alpha_0 + g(\Delta_i) - t_i = v_i' \qquad [5]$$

essendo

$$t_i = T_i - t_0\ ,\ \ g(\Delta_i) = \alpha_1\, \Delta_i + \alpha_2\, \Delta_i^2 + \alpha_3\, \Delta_i^3 \ .$$

Una ulteriore determinazione più approssimata dei coefficienti α_1, α_2, α_3, si ottiene sostituendo nelle [2] il valore più probabile di α_0 dedotto risolvendo il sistema [5]; si è così condotti al sistema

$$\alpha_1\, \Delta_i + \alpha_2\, \Delta_i^2 + \alpha_3\, \Delta_i^3 - (T_i - t_0 + \alpha_0) = v_i'' \qquad [6]$$

che, ponendo

$$\Delta_i = a_i'\ ,\ \ \Delta_i^2 = b_i'\ ,\ \ \Delta_i^3 = c_i'\ ,\ \ -(t_i + \alpha_0) = l_i'$$

può essere scritto nella forma usuale

$$a_i'\, \alpha_1 + b_i'\, \alpha_2 + c_i'\, \alpha_3 + l_i' = v_i'' \ . \qquad [6']$$

Il sistema dei valori α_1, α_2, α_3, che rendono minima la somma dei quadrati dei residui è, com'è noto, deducibile dal sistema normale

$$[a'a']\,\alpha_1 + [a'b']\,\alpha_2 + [a'c']\,\alpha_3 + [a'l'] = 0$$

$$[a'b']\,\alpha_1 + [b'b']\,\alpha_2 + [b'c']\,\alpha_3 + [b'l'] = 0$$

$$[a'c']\,\alpha_1 + [b'c']\,\alpha_2 + [c'c']\,\alpha_3 + [c'l'] = 0 \ ,$$

dove, per il noto significato dei simboli,

$$[a'a'] = \Sigma_i\,\Delta_i^2\,,\ [a'b'] = \Sigma_i\,\Delta_i^3\,,\ [a'c'] = \Sigma_i\,\Delta_i^4\,,\ [a'l'] = \Sigma_i\,\Delta_i(\alpha_0 - t_i)\ ,$$

$$[b'b'] = [a'c'] = \Sigma_i\,\Delta_i^4\,,\ [b'c'] = \Sigma_i\,\Delta_i^5\,,\ [b'l'] = \Sigma_i\,\Delta_i^2(\alpha_0 - t_i)\ ,$$

$$[c'c'] = \Sigma_i\,\Delta_i^6\,,\ [c'l'] = \Sigma_i\,\Delta_i^3(\alpha_0 - t_i)\ .$$

Evidentemente l'equazione della dromocrona così dedotta si potrà considerare sufficientemente valida per distanze comprese nell'intervallo relativamente al quale si dispone di un sufficiente numero di dati sperimentali.

Sono state esaminate le registrazioni originali o copie fotografiche delle 66 stazioni d'osservazione elencate nella Tabella I, nella quale sono riportati: *a*) nelle colonne (1) e (2) le distanze epicentrali e gli azimut delle singole stazioni dall'epicentro, calcolati servendosi delle note formule ed adoperando latitudini geocentriche; *b*) nella colonna (3) i tempi d'inizio delle registrazioni; *c*) nella colonna (4) i corrispondenti tempi di propagazione riferiti all'ora epicentrale.

Le stazioni, i cui dati, particolarmente sicuri, sono stati utilizzati in precedenza per la determinazione dell'epicentro e dell'ora origine, sono contraddistinte col segno ($'$). La fig. 1 riproduce un planisfero (in proiezione di Mercatore) sul quale sono state tracciate le linee isodistanti, intervallate di 10°, e le linee isoazimutali, intervallate di 22°,5 allo scopo di caratterizzare la distribuzione delle varie stazioni utilizzate rispetto all'epicentro.

Per una prima determinazione approssimata dei coefficienti α_0, α_1, σ_2 sono stati utilizzati i tempi di registrazione delle 40 stazioni che, nella citata tabella, sono contradistinte col segno ($''$). Per evitare risultati non sufficientemente attendibili, sono stati esclusi dal calcolo, oltre che i dati relativi a quelle stazioni le cui distanze superano il limite di percettibilità delle *P*, anche i dati che, riportati in un primo grafico tracciato a scopo orientativo, si sono manifestati nettamente

TABELLA I

STAZIONI	1 Δ	2 Azimut	3 Tempi di registraz. (01 h. +)	4 Tempi di tragitto osservati	5 Tempi di tragitto calcolati	6 O — C
	°	° ′	m. s.	m. s.	m. s.	s
1. Ambulong	34.265	221 11.4	29 44.0	7 02.5?		
2. College (′) (″)	43.712	35 09.9	30 50.5	8 09.0	8 08.4	+0.6
3. Shillong (′) (″)	45.273	265 12.5	31 02.1	8 20.6	8 21.0	—0.4
4. Alipore	49.679	264 30.5	32 12.2	9 30.7?	8 35.5	
5. Sitka	51.309	43 46.4	32 03.5	9 22.0?	9 07.7	
6. New Delhi (′) (″)	54.434	278 06.2	32 12.1	9 30.6	9 30.8	—0.2
7. Resolute Bay (′) (″)	56.973	15 40.0	32 29.2	9 47.7	9 49.0	—1.3
8. Victoria	61.597	49 00.6	33 29.7	10 48.2?	10 20.9	
9. Kiruna (′) (″)	62.048	338 53.4	33 04.8	10 23.3	10 23.9	—0.6
10. Seattle	62.691	49 21.5	33 21.4	10 39.9?	10 28.3	
11. Poona (′)	62.828	270 46.6	33 09.5	10 28.0	10 29.1	—1.1
12. Bombay (′)	63.368	271 47.0	33 14.5	10 33.0	10 32.7	+0.3
13. Kodaikanal	65.506	261 16.2	33 40.0	10 58.5?	10 46.6	
14. Upsala (′) (″)	68.812	333 59.0	33 48.6	11 07.1	11 07.5	—0.4
15. Mt. Hamilton (′) (″)	69.139	58 11.9	33 52.1	11 10.6	11 09.5	+1.1
16. Fresno (′)	70.680	57 42.2	34 00.4	11 18.9	11 19.0	—0.1
17. Reykiavik (′) (″)	73.142	353 22.3	34 15.0	11 33.5	11 33.7	—0.2
18. Boulder City (′) (″)	74.237	55 38.5	34 22.4	11 40.9	11 40.1	+0.8
19. Praha (′) (″)	77.677	329 11.5	34 42.1	12 00.6	11 59.7	+0.9
20. Budapest (′)	77.869	325 06.1	34 43.9	12 02.4	12 00.8	+1.6
21. Jena (′) (″)	78.017	331 13.6	34 43.1	12 01.6	12 01.6	0.0
22. Kecskemet	78.042	334 23.5	35 06.0	12 24.5?	12 01.7	
23. Gottingen (′) (″)	78.068	332 26.7	34 44.2	12 02.7	12 01.9	+0.8
24. Szeged	78.373	323 42.9	34 59.3	12 17.8?	12 03.6	
25. Vienna (′) (″)	78.385	327 02.5	34 46.5	12 05.0	12 03.7	+1.3
26. Kalocsa	78.648	324 32.5	34 59.0	12 17.5?	12 03.9	
27. De Bilt	79.157	335 18.7	35 00.0	12 18.5?	12 08.1	
28. Beograd (′) (″)	79.339	322 37.7	34 50.4	12 08.9	12 08.9	0.0
29. Stuttgart (′) (″)	80.674	331.19.9	34 58.5	12 17.0	12 16.2	+0.8
30. Rathfarnham (′)	81.156	342 12.2	35 02.5	12 21.0	12 18.8	+2.2
31. Kew (′) (″)	81.327	338 04.1	35 02.0	12 20.5	12 19.7	+0.8
32. Strasbourg (′) (″)	81.335	332 02.3	35 02.0	12 20.5	12 19.7	+0.8
33. Basel (′) (″)	82.289	331 35.9	35 07.2	12 25.7	12 24.8	+0.9
34. Neuchatel (′) (″)	82.978	331 41.3	35 10.4	12 28.9	12 28.4	+0.5
35. Padova (′) (″)	83.241	327 23.6	35 10.7	12 29.2	12 29.8	—0.6
36. Bologna	83.462	327 43.7	35 15.2	12 33.7	12 31.1	+2.6
37. Pavia	83.717	329 24.5	35 22.7	12 41.2?	12 33.3	
38. Auckland	83.934	155 13.7	35 36.5	12 55.0?	12 32.3	
39. Chicago U.S.C.G.S. (′) (″)	84.334	35 47.5	35 15.0	12 33.5	12 35.5	—2.0
40. Helwan (′) (″)	84.807	306 07.6	35 20.0	12 38.5	12 37.9	+0.6
41. Roma (′) (″)	85.124	325 33.8	35 21.0	12 39.5	12 39.6	—0.1
42. Clermont (′) (″)	85.368	333 24.3	35 22.2	12 40.7	12 40.8	—0.1
43. Shawinigan Falls	85.721	24 09.8	35 36.0	12 54.5?	12 42.5	
44. Seven Falls	85.779	22 43.1	35 37.7	12 56.2?	12 42.6	
45. Ottawa (′) (″)	85.819	26 31.9	35 23.4	12 41.9	12 43.1	—1.2
46. Messina (′) (″)	86.828	321 30.9	35 29.0	12 47.5	12 48.2	—0.7
47. Cleveland (′) (″)	87.098	32 09.5	35 30.5	12 49.0	12 49.5	—0.5
48. Cincinnati (′) (″)	87.856	35 19.8	35 34.8	12 53.3	12 53.3	0.0
49. Wellington	87.996	156 57.3	35 42.0	13 00.5?	12 53.9	
50. State College (′) (″)	89.095	30 07.3	35 40.5	12 59.0	12 59.3	—0.3
51. Christchurch (′) (″)	89.484	159 16.4	35 41.3	12 59.8	13 01.2	—1.4
52. Harvard (′) (″)	89.742	25 08.6	35 43.8	13 02.3	13 02.5	—0.2
53. Halifax	89.988	19 00.6	36 03.8	13 22.3?	13 03.7	
54. Palisades (′) (″)	90.324	27 22.3	35 45.3	13 03.8	13 05.3	—1.5
55. Tortosa	90.628	332 49.5	35 56.0	13 14.5?	13 06.6	
56. Washington D.C. (′) (″)	91.043	30 29.0	35 49.2	13 07.7	13 08.7	—1.0
57. Algeri Univ. (′) (″)	93.305	329 11.4	35 58.6	13 17.1	13 19.3	—2.2
58. Coimbra	93.901	338 49.5	36 23.8	13 42.3?	13 22.0	
59. Cartuja	95.261	334 10.3	36 26.0	13 44.5?	13 28.3	
60. Lisbona	95.485	338 49.8	36 21.5	13 40.0?	13 29.2	
61. Malaga	95.946	334 35.3	36 23.2	13 41.7?	13 31.1	
62. Bermuda	101.174	24 02.1	36 44.9	14 03.4?	13 53.7	
63. Tamanrasset (′)	104.396	320 22.3	36 50.6	14 09.1	14 06.8	+2.3
64. San Juan	113.595	30 48.7	38 01.5	15 20.0		
65. Johannesburg	125.498	274 36.5	43 54.1	21 12.6		
66. La Plata	161.684	72 50.2	43 00.0	20 18.5		

discordanti dall'andamento, sia pure grossolanamente regolare, dei rimanenti dati sperimentali.

La risoluzione del sistema delle corrispondenti 39 equazioni di condizione del tipo [4], ha dato i seguenti risultati:

$$\alpha_1 = 12{,}2525625 \ ,$$
$$\alpha_2 = -5{,}5531466 \cdot 10^{-2} \ ,$$
$$\alpha_3 = 0{,}1144524 \cdot 10^{-3} \ ,$$

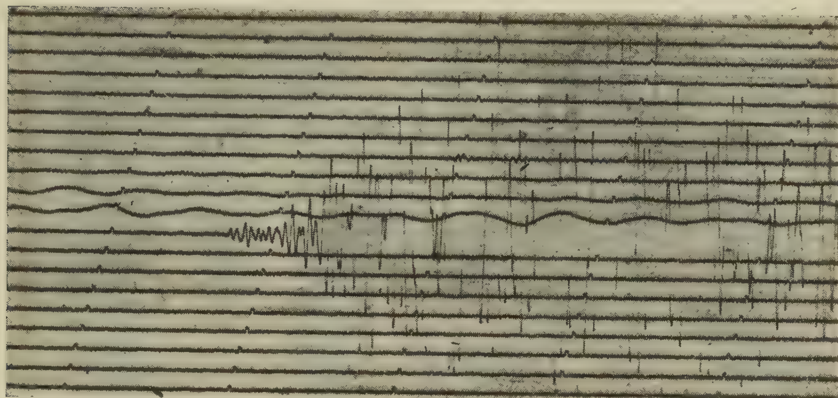


Fig. 3 - Boulder City ($\Delta = 74^{o}.24$; α $55^{o}38'.5$)

con l'errore medio

$$\varepsilon = \pm \ 1{,}106898 \ .$$

La somma dei quadrati dei residui è risultata

$$[vv] = 44{,}1080$$

sensibilmente coincidente con

$$[ll \cdot 3] = 44{,}1088 \ .$$

In base a tali risultati si sono calcolati, per ognuna delle 40 stazioni utilizzate, i valori del trinomio

$$g(\Delta_i) = \alpha_1 \, \Delta_i + \alpha_2 \, \Delta_i^2 + \alpha_3 \, \Delta_i^3$$

riportati, unitamente alle differenze $g(\Delta_i) - t_i$, nella Tabella II, che hanno consentito, conformemente alle [5], la determinazione del valore più probabile del coefficiente α_0. Si è ottenuto

$$\alpha_0 = 48{,}719 \pm 0{,}272 \ .$$

TABELLA II

1. College	439.03731	—49.96269
2. Shillong	451.50106	—49.09894
3. New Delhi	520.87322	—49.72678
4. Resolute Bay	538.98023	—48.71977
5. Kiruna	573.79417	—49.50583
6. Poona	578.98633	—49.01367
7. Bombay	582.55668	—50.44332
8. Upsala	617.46911	—49.63089
9. Mt. Hamilton	619.50485	—51.09515
10. Fresno	629.00724	—49.89276
11. Reykjavik	643.88180	—49.61820
12. Boulder City	650.37834	—50.52166
13. Praha	670.32306	—50.27694
14. Budapest	671.41587	—50.98413
15. Jena	672.25679	—49.34321
16. Gottingen	672.54628	—50.15372
17. Vienna	674.34229	—50.65771
18. Beograd	679.71269	—49.18731
19. Stuttgart	687.14157	—49.85843
20. Rathfarnham	689.79930	—51.20070
21. Kew	690.73909	—49.76091
22. Strasbourg	690.78302	—49.71700
23. Basel	695.99613	—49.70387
24. Neuchatel	699.73023	—49.16977
25. Padova	701.14881	—48.05119
26. Chicago	707.00444	—46.49556
27. Helwan	709.51876	—48.98124
28. Roma	711.19721	—48.30279
29. Clermont	712.48594	—48.21406
30. Ottawa	714.85862	—47.04138
31. Messina	720.12950	— 47.37050
32. Cleveland	721.53103	—47.46897
33. Cincinnati	725.44578	—47.85422
34. State College	731.78206	—47.21794
35. Christchurch	733.75557	—46.04443
36. Harvard	735.06033	—47.23967
37. Palisades	737.99156	—45.80844
38. Washington D.C.	741.58987	—46.11013
39. Algeri Univ.	752.74781	—44.35219
40. Tamanrsset	804.12738	—44.97262

Passando successivamente alla risoluzione del sistema [6′], ottenuto dal sistema [2] sostituendo il valore di α_0 così determinato, si sono ottenuti i seguenti valori più approssimati dei coefficienti α_1, α_2, α_3, ed i corrispondenti errori medi:

$$\alpha_1 = 12{,}1460454 \pm 0{,}063488 ,$$

$$\alpha_2 = -5{,}1065838 \cdot 10^{-2} \pm 0{,}163986 \cdot 10^{-2} ,$$

$$\alpha_3 = 0{,}0761058 \cdot 10^{-3} \pm 0{,}01056 \cdot 10^{-3} .$$

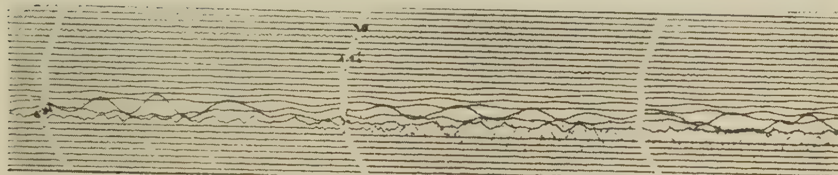


Fig. 4 - Stuttgart ($\Delta = 80^\circ.67$; α 331°19′.9)

Per il consueto controllo si è ottenuto:

$$[v''v''] = 41{,}62312 ,$$

$$[l'l' \cdot 3] = 41{,}62313 .$$

In definitiva si può ritenere che l'equazione della dromocrona più probabile delle *P*, valevole per il terremoto oggetto di questo studio e per distanze comprese tra 40° e 105°, è la seguente:

$$t = (0{,}0761 \cdot 10^{-3} \pm 0{,}0106 \cdot 10^{-3})\,\Delta^3 - (5{,}106584 \cdot 10^{-2} \pm 0{,}163986 \cdot 10^{-2})\,\Delta^2 + (12{,}146045 \pm 0{,}63488)\,\Delta + 48{,}719 . \qquad [7]$$

Nella Tabella III, sono riportati i tempi di tragitto calcolati di decimo in decimo di grado servendosi della [7]. Da un confronto con le tabelle di Jeffreys e Bullen (3), di Gutenberg e Richter (4) e di Macelwane (5), si nota che (Tabella IV) le deviazioni rispetto ai tempi di tragitto tabulati dai primi due autori superano di poco il secondo solo per distanze comprese tra 90° e 105°; gli scarti rispetto ai tempi di Gutenberg e Richter si distribuiscono in un intervallo che va da -3^s a $+1^s$, mentre gli scarti rispetto ai tempi di Macelwane (Tabella IVc) si distribuiscono nell'intervallo -8^s, $+1^s$, analogamente a quanto già osservato da Gutenberg e Richter (4).

Tabella III

Δ°	.0	.1	.2	.3	.4	.5	.6	.7	.8	.9
	m s	m s	m s	m s	m s	m s	m s	m s	m s	m s
40	7 37.7	7 38.6	7 39.4	7 40.3	7 41.1	7 41.9	7 42.8	7 43.6	7 44.4	7 45.3
41	46.1	46.9	47.8	48.6	49.4	50.3	51.1	51.9	52.8	53.6
42	54.4	55.2	56.1	56.9	57.7	58.5	59.3	8 00.2	8 01.0	8 01.8
43	8 02.6	8 03.5	8 04.3	8 05.1	8 05.9	8 06.7	8 07.5	08.3	09.1	09.9
44	10.7	11.6	12.4	13.2	14.0	14.8	15.6	16.4	17.2	18.0
45	18.8	19.6	20.4	21.2	22.0	22.8	23.6	24.4	25.2	26.0
46	26.8	27.6	28.4	29.2	30.0	30.8	31.5	32.3	33.1	33.9
47	34.7	35.5	36.3	37.0	37.8	38.6	39.4	40.2	40.9	41.7
48	42.5	43.3	44.0	44.8	45.6	46.4	47.1	47.9	48.7	49.5
49	50.2	51.0	51.8	52.5	53.3	54.1	54.8	55.6	56.4	57.1
50	8 57.9	8 58.6	8 59.4	9 00.2	9 00.9	9 01.7	9 02.4	9 03.2	9 03.9	9 04.7
51	9 05.4	9 06.2	9 06.9	07.7	08.4	09.2	09.9	10.7	11.4	12.2
52	12.9	13.7	14.4	15.2	15.9	16.7	17.4	18.1	18.9	19.6
53	20.3	21.1	21.8	22.6	23.3	24.0	24.8	25.5	26.2	27.0
54	27.7	28.4	29.1	29.9	30.6	31.3	32.1	32.8	33.5	34.2
55	34.9	35.7	36.4	37.1	37.8	38.5	39.3	40.0	40.7	41.4
56	42.1	42.8	43.6	44.3	45.0	45.7	46.4	47.1	47.8	48.5
57	49.2	49.9	50.6	51.3	52.1	52.8	53.5	54.2	54.9	55.6
58	56.3	57.0	57.7	58.4	59.0	59.7	10 00.4	10 01.1	10 01.8	10 02.5
59	10 03.2	10 03.9	10 04.6	10 05.3	10 06.0	10 06.7	07.3	08.0	08.7	09.4
60	10 10.1	10 10.8	10 11.5	10 12.1	10 12.8	10 13.5	10 14.2	10 14.9	10 15.5	10 16.2
61	16.9	17.6	18.2	18.9	19.6	20.3	20.9	21.6	22.3	23.0
62	23.6	24.3	25.0	25.6	26.3	27.0	27.6	28.3	29.0	29.6
63	30.3	31.0	31.6	32.3	32.9	33.6	34.2	34.9	35.5	36.2
64	36.9	37.5	38.2	38.8	39.5	40.1	40.7	41.4	42.1	42.7
65	43.4	44.1	44.7	45.3	45.9	46.6	47.2	47.9	48.5	49.2
66	49.8	50.4	51.1	51.7	52.4	53.0	53.6	54.3	54.9	55.5
67	56.2	56.8	57.4	58.1	58.7	59.3	59.9	11 00.6	11 01.2	11 01.8
68	11 02.5	11 03.1	11 03.7	11 04.3	11 05.0	11 05.6	11 06.2	11 06.8	11 07.4	11 08.1
69	08.7	09.3	09.9	10.5	11.1	11.8	12.4	13.0	13.6	14.2
70	11 14.8	11 15.4	11 16.1	11 16.7	11 17.3	11 17.9	11 18.5	11 19.1	11 19.7	11 20.3
71	20.9	21.5	22.1	22.7	23.3	23.9	24.5	25.1	25.7	26.3
72	26.9	27.5	28.1	28.7	29.3	29.9	30.5	31.1	31.7	32.3
73	32.9	33.5	34.0	34.6	35.2	35.8	36.4	37.0	37.6	38.2
74	38.7	39.3	39.9	40.5	41.1	41.6	42.2	42.8	43.4	44.0
75	44.5	45.1	45.7	46.3	46.8	47.4	48.0	48.6	49.1	49.7
76	50.3	50.8	51.4	52.0	52.6	53.1	53.7	54.3	54.8	55.4
77	55.9	56.5	57.1	57.6	58.2	58.8	59.3	59.9	12 00.4	12 01.0
78	12 01.5	12 02.1	12 02.7	12 03.2	12 03.8	12 04.3	12 04.9	12 05.4	06.0	06.5
79	07.1	07.6	08.2	08.7	09.3	09.8	10.4	10.9	11.5	12.0
80	12 12.6	12 13.1	12 13.6	12 14.2	12 14.7	12 15.3	12 15.8	12 16.3	12 16.9	12 17.4
81	18.0	18.5	19.0	19.6	20.1	20.6	21.2	21.7	22.2	22.8
82	23.3	23.8	24.4	24.9	25.4	25.9	26.5	27.0	27.5	28.0
83	28.6	29.1	29.6	30.1	30.7	31.2	31.7	32.2	32.7	33.3
84	33.8	34.3	34.8	35.3	35.8	26.4	36.9	37.4	37.9	38.4
85	38.9	39.4	39.9	40.5	41.0	41.5	42.0	42.5	43.0	43.5
86	44.0	44.5	45.0	45.5	46.0	46.5	47.0	47.5	48.0	48.5
87	49.0	49.5	50.0	50.5	51.0	51.5	52.0	52.5	53.0	53.5
88	54.0	54.5	55.0	55.5	56.0	56.5	56.9	57.4	57.9	58.4
89	58.9	59.4	59.9	13 00.3	13 00.8	13 01.3	13 01.8	13 02.3	13 02.8	13 03.2
90	13 03.7	13 04.2	13 04.7	13 05.2	13 05.6	13 06.1	13 06.6	13 07.1	13 07.5	13 08.0
91	08.5	09.0	09.4	09.9	10.4	10.9	11.3	11.8	12.3	12.7
92	13.2	13.7	14.1	14.6	15.1	15.5	16.0	16.5	16.9	17.4
93	17.9	18.3	18.8	19.2	19.7	20.2	20.6	21.1	21.5	22.0
94	22.4	22.9	23.4	23.8	24.3	24.7	25.2	25.6	26.1	26.5
95	27.0	27.4	27.9	28.3	28.8	29.2	29.7	30.1	30.6	31.0
96	31.5	31.9	32.3	32.8	33.2	33.7	34.1	34.6	35.0	35.4
97	35.9	36.3	36.7	37.2	37.6	38.1	38.5	38.9	39.4	39.8
98	40.2	40.7	41.1	41.5	42.0	42.4	42.8	43.2	43.7	44.1
99	44.5	45.0	45.4	45.8	46.2	46.7	47.1	47.5	47.9	48.4
100	13 48.8	13 49.2	13 49.6	13 50.0	13 50.5	13 50.9	13 51.3	13 51.7	13 52.1	13 52.5
101	53.0	53.4	53.8	54.2	54.6	55.0	55.5	55.9	56.3	56.7
102	57.1	57.5	57.9	58.3	58.7	59.1	59.5	14 00.0	14 00.4	14 00.8
103	14 01.2	14 01.6	14 02.0	14 02.4	14 02.8	14 03.2	14 03.6	04.0	04.4	04.8
104	05.2	05.6	06.0	06.4	06.8	07.2	07.6	08.0	08.4	08.8
105	09.2									

Nella Tabella I sono anche riportati, nella colonna (5) i tempi di tragitto, relativi alle singole stazioni di osservazione, calcolati mediante la (7) e nella colonna (6) le differenze tra i tempi osservati e quelli calcolati. Si nota chiaramente che, mentre per il gruppo delle 40 stazioni, i cui dati sono stati utilizzati nei calcoli precedenti, tali diffe-

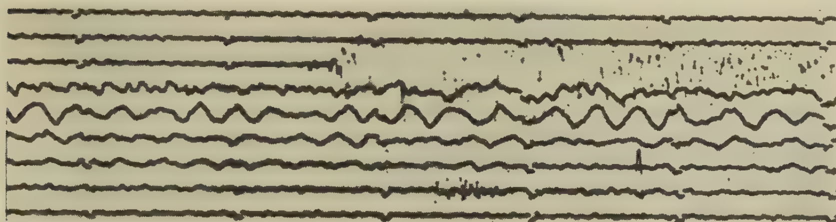


Fig. 5 - Cleveland ($\Delta = 87^{\circ}.10$; $\alpha = 32^{\circ}09'.5$)

renze sono dell'ordine prevedibile dalla teoria degli errori d'osservazione, per il rimanente gruppo delle 19 stazioni si hanno differenze sistematicamente positive (fig. 2), il che prova che i tempi rilevati in queste ultime appartengono ad impulsi successivi a quelli dovuti al vero inizio delle *P*. A tale proposito è da notare che, nei sismogrammi esaminati indipendentemente dalla distanza e dall'azimut, le registrazioni nonostante la eccezionale intensità dello scuotimento sismico, iniziano con una lieve *emersio* seguita, ad una decina di secondi, da bruschi ed ampi impulsi che danno alla parte iniziale delle registrazioni un aspetto particolare. Tale aspetto in alcuni sismogrammi è talmente marcato che può fare pensare alla registrazione successiva di scosse distinte. Presumibilmente queste caratteristiche sono da attri-

TABELLA IV-a

Scarti rispetto ai tempi tragitto calcolati da Jeffreys e Bullen.

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
40°	0.4	0.2	0.1	0.1	0.1	0.1	0.0	0.0	0.1	0.1
50°	0.1	0.2	0.3	0.4	0.3	0.5	0.5	0.6	0.6	0.6
60°	0.6	0.6	0.7	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
70°	0.6	0.6	0.6	0.6	0.5	0.5	0.4	0.4	0.3	0.2
80°	0.2	0.1	—0.1	—0.2	—0.3	—0.4	—0.5	—0.7	—0.8	—0.9
90°	—1.0	—1.2	—1.3	—1.4	—1.3	—1.3	—1.2	—1.1	—0.9	—0.7
100°	—0.4	—0.1	—0.3	0.6	1.0	1.4				

TABELLA IV-b

Scarti rispetto ai tempi di tragitto calcolati da Gutenberg e Richter.

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
40°	0	1	1	1	1	1	0	—1	0	0
50°	—1	—1	—2	—1	—2	—2	—2	—1	0	0
60°	0	0	0	0	0	1	0	1	1	0
70°	0	0	0	—1	—1	—2	—1	—1	—1	0
80°	—1	—1	—1	—2	—2	—2	—2	—2	—2	—2
90°	—2	—1	—2	—3	—2	—3	—2	—3	—3	—3
100°	—2	—2	—2	—1	0	0				

TABELLA IV-c

Scarti rispetto ai tempi di tragitto calcolati da Macelwane.

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
40°	—3	—3	—3	—4	—4	—4	—4	—4	—4	—5
50°	—5	—5	—5	—6	—7	—7	—7	—7	—7	—7
60°	—8	—8	—8	—8	—8	—8	—8	—7	—7	—7
70°	—7	—7	—7	—7	—7	—7	—6	—6	—6	—6
80°	—6	—5	—5	—5	—5	—6	—6	—6	—6	—6
90°	—6	—5	—5	—5	—5	—5	—4	—4	—3	—3
100°	—3	—2	—1	—1	0	1				

buirsi ad un particolare meccanismo di produzione all'ipocentro che ha dato luogo ad un processo, di una certa durata, nel corso del quale le vibrazioni a breve periodo possono essere state modificate per un fenomeno d'interferenza.

Istituto Nazionale di Geofisica — Osserv. di Messina — Ottobre 1953.

RIASSUNTO

A proseguimento dello studio dedicato al terremoto dello Hokkaido del 4 marzo 1952, viene dedotta, mediante un metodo di approssimazioni successive l'equazione della dromocrona più probabile delle onde P, *valevole per distanze comprese tra 40° e 105°. In base a tale*

equazione vengono calcolati i tempi di tragitto e viene istituito un confronto con gli analoghi tempi calcolati da Jeffreyes e Bullen, da Gutenberg e Richter e da Macelwane. Viene notata la coincidenza, nei limiti degli errori sperimentali, con i tempi di Jeffreys e Bullen.

Si giustifica il notevole ritardo riscontrato nell'inizio delle registrazioni in alcune stazioni.

SUMMARY

For the advancement of the study of the earthquake of Hokkaido of March 4, 1952, there has been deduced, by means of a method of successive approximations, the equation of the most probable dromochrone of the P *wave, valid for distances included between 40° and 105°. On the basis of such an equation, the passage times have been calcolated and a comparison has been made between the analogous times calcolated by Jeffreys and Bullen, by Gutenberg and Richter, and by Macelwane. A coincidence is pointed out, within the limits of the experimental errors, with the times of Jeffreys and Bullen.*

The considerable retard noted in the begins of the registrations in various stations has been justified.

BIBLIOGRAFIA

(1) Girlanda A., *Il terremoto dello Hokkaido del 4 marzo 1952.* Annali di Geofisica VI, 2, 1953.

(2) Caloi P. - Peronaci F., *Il terremoto del Turkestan del 2 novembre 1946.* Annali di Geofisica I, 2, 1948.

(3) Jeffreys H. - Bullen K. E., *Seismological Tables.* British Association for the Advancement of Science: Gray Milne Trust. London 1940.

(4) Gutenberg B. and Richter C. F., *On seismic waves (First Paper).* Gerl. Beitr. z. Geoph., Band 43, 1935.

(5) Macelwane J. B., *A Preliminary Table o of observed travel times of earthquake waves for distances between* 10° *and* 180°, *applicable only to normal Earthquakes.* Saint Louis University, 1933.

SU ALCUNE PROPRIETÀ NOTEVOLI DEL ROTORE DEL VENTO DI GRADIENTE

FELICE DI BENEDETTO

1. *Introduzione.* — Nonostante che il concetto di rotore impermei tutta la cinematica dell'atmosfera, il campo di questa grandezza vettoriale si presenta tuttora molto complicato e sarebbe, pertanto, molto importante e di notevole interesse tentare di gettare un po' di luce su questo problema, analizzando i diversi fattori elementari che compongono il rotore e che possono, però, essere determinati singolarmente dalle carte meteorologiche. Lo scopo del presente lavoro è quello di mettere in rilievo questi diversi fattori, per valutarne la influenza singola e reciproca e chiarire alcuni dei punti più oscuri di questo importante ramo della cinematica dell'atmosfera.

2. *Proprietà fondamentali e definizioni.* — Prima di addentrarci in questo studio, sarà opportuno ricordare le proprietà fondamentali del simbolo hamiltoniano ∇, denominato « ascendente » o « nabla ».

Questo simbolo è un operatore (differenziale) che ha per « proiezioni » sugli assi di riferimento i tre simboli delle derivate parziali $\partial/\partial x$, $\partial/\partial y$, $\partial/\partial z$, rispettivamente.

Se con f indichiamo una grandezza scalare (pressione, temperatura, ecc.), funzione delle tre coordinate x, y, z, il vettore ∇f ammette per proiezioni $\partial f/\partial x$, $\partial f/\partial y$, e $\partial f/\partial z$. Per conseguenza, il vettore gradiente della funzione scalare f, di cui le proiezioni sono, per definizione, $-\partial f/\partial x$, $-\partial f/\partial y$, $-\partial f/\partial z$, è rappresentato da $-\nabla f$. Sicché:

$$\text{grad } f = -\nabla f \qquad [1]$$

Sia $\bar{v}$ un vettore (qualunque), di componenti u, v, w. Formiamo il prodotto vettoriale $\nabla \wedge \bar{v}$. Le proiezioni (componenti) sugli assi x, y e z di questo vettore sono, come è noto, i determinanti (coi loro

segni) contenuti nella matrice formata con le proiezioni dei vettori dati. Quindi:

$$\nabla \wedge \bar{v} \equiv \begin{cases} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{cases} \qquad [2]$$

Queste componenti sono anche le proiezioni del vettore rot $\bar{v}$, quindi possiamo scrivere:

$$\text{rot } \bar{v} = \nabla \wedge \bar{v} \qquad [3]$$

Converremo di chiamare il rotore « ciclonico », quando la sua grandezza $|\text{ rot } v \;| > 0$ e « anticiclonico », quando $|\text{ rot } v \;| < 0$. Queste denominazioni derivano dal fatto che, quando la grandezza del rotore è positiva, il moto del fluido è rotazionale ciclonico e, quando tale grandezza è negativa, il moto è rotazionale anticiclonico.

Ricordiamo ancora delle relazioni che saranno utili in seguito, tenendo presente che il nabla opera su grandezze scalari.

Siano f e g due funzioni (scalari) di x, y e z. Si ha:

$$\nabla (f + g) = \nabla f + \nabla g \qquad [4]$$

Analogamente:

$$\nabla (f g) = f \nabla g + g \nabla f \qquad [5]$$

In particolare, quando $f = g$,

$$\nabla f^2 = 2 f \cdot \nabla f \qquad [6]$$

e

$$\nabla \frac{f}{g} = \frac{\nabla f}{g} - \frac{f}{g^2} \nabla g \qquad [7]$$

Consideriamo ora il prodotto vettoriale di ∇ per il vettore $f \cdot \bar{v}$, dove f è una funzione scalare di x, y, z.

Si ha:

$$\nabla \wedge f\bar{v} \equiv \begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial y}(f w) - \dfrac{\partial}{\partial z}(f v) \\ \dfrac{\partial}{\partial z}(f u) - \dfrac{\partial}{\partial x}(f w) \\ \dfrac{\partial}{\partial x}(f v) - \dfrac{\partial}{\partial y}(f u) \end{cases}$$

Effettuando le derivazioni e riordinando, si vede facilmente che vale la seguente relazione:

$$\nabla \wedge f\bar{v} = f \nabla \wedge \bar{v} - \bar{v} \wedge \nabla f \qquad [8]$$

In modo del tutto analogo, si può dimostrare che:

$$\nabla \wedge (\bar{u} \wedge \bar{v}) = (\nabla \times \bar{v})\,\bar{u} - (\nabla \times \bar{u})\,\bar{v} + \bar{v} \times \nabla\,\bar{u} - \bar{u} \times \nabla\,\bar{v} \qquad [9]$$

e, infine:

$$\nabla \times f\bar{v} = f \nabla \times \bar{v} + \nabla f \times \bar{v} \qquad [10]$$

3. *Calcolo del rotore del vento di gradiente.* — Sia v la grandezza della velocità del vento di gradiente, R il raggio di curvatura della traiettoria, che, in prima approssimazione, faremo coincidere con l'isobara, ϱ la densità dell'aria, l il parametro di Coriolis $2\,w$ sen φ (dove w è la velocità angolare della terra e φ la latitudine), $\bar{G}$ il vettore gradiente barico orizzontale di grandezza G e $\bar{n}$ il versore normale alla traiettoria. L'equazione del vento di gradiente si scrive, allora, come segue:

$$v\left(l \pm \frac{v}{R}\right)\bar{n} = \frac{G}{\varrho}\,\bar{n} = \frac{\bar{G}}{\varrho} \qquad [11]$$

Il segno positivo, come si sa, corrisponde ad una traiettoria ciclonica ed il segno negativo ad una traiettoria anticiclonica.

Sia $\bar{t}$ il versore della tangente alla traiettoria e $\bar{k}$ il versore verticale, che forma con $\bar{t}$ e $\bar{n}$ una terna levogira. Per far comparire il vettore velocità $\bar{v}$ nella [11] moltiplichiamo i due membri di questa espressione vettorialmente per il versore $\bar{k}$.

Si ottiene:

$$v\left(l \pm \frac{v}{R}\right)\bar{n} \wedge \bar{k} = \frac{\bar{G}}{\varrho} \wedge \bar{k}$$

e, poiché

$$\bar{n} \wedge \bar{k} = \bar{t}$$

e

$$v\,\bar{t} = \bar{v}$$

si ha l'equazione richiesta

$$\left(l \pm \frac{v}{R}\right)\bar{v} = \frac{\bar{G}}{\varrho} \wedge \bar{k} \qquad [12]$$

Moltiplicando vettorialmente per ∇ i due membri della [12] si fa comparire il rotore del vettore $\bar{v}$. Infatti, dalla relazione:

$$\nabla \wedge \left[\left(l \pm \frac{v}{R}\right)\bar{v}\right] = \nabla \wedge \left(\frac{\bar{G}}{\varrho} \wedge \bar{k}\right)$$

sviluppando il primo membro con la [8], dove $f = l \pm \dfrac{v}{R}$, si ottiene:

$$\nabla \wedge \left[\left(l \pm \frac{v}{R}\right)\bar{v}\right] = \left(l \pm \frac{v}{R}\right)\nabla \wedge \bar{v} - \bar{v} \wedge \nabla\left(l \pm \frac{v}{R}\right) = \nabla \wedge \left(\frac{\bar{G}}{\varrho} \wedge \bar{k}\right)$$

Da quest'ultima relazione si ha, quindi:

$$\left(l \pm \frac{v}{R}\right)\nabla \wedge \bar{v} = \bar{v} \wedge \nabla\left(l \pm \frac{v}{R}\right) + \nabla \wedge \left(\frac{\bar{G}}{\varrho} \wedge \bar{k}\right)$$

La [4], applicata al primo termine del secondo membro, dà infine:

$$\left(l \pm \frac{v}{R}\right)\nabla \wedge \bar{v} = \bar{v} \wedge \nabla l \pm \bar{v} \wedge \nabla \frac{v}{R} + \nabla \wedge \left(\frac{\bar{G}}{\varrho} \wedge \bar{k}\right) \qquad [13]$$

Ora, poiché la velocità $\bar{v}$ del vento di gradiente dipende da quattro variabili (l, R, G e ϱ), è utile trasformare la [13], per far comparire in essa i vettori gradienti di queste quattro variabili, ossia, $-\nabla l$, $-\nabla R$, $-\nabla G$ e $-\nabla \varrho$.

Trasformiamo in primo luogo $\nabla v/R$.

Scriviamo, perciò, l'equazione del vento di gradiente nella forma:

$$\pm\left(\frac{v}{R}\right)^2 + l\,\frac{v}{R} = \frac{G}{\varrho R} \qquad [14]$$

Applicando il nabla alla [14] e utilizzando le formule: [4], [5], [6] e [7] si ottiene:

$$\pm 2 \frac{v}{R} \cdot \nabla \frac{v}{R} + l \nabla \frac{v}{R} + \frac{v}{R} \nabla l = \frac{1}{R} \nabla \frac{G}{\varrho} - \frac{G}{\varrho R^2} \nabla R$$

Da questa risulta, dunque:

$$\nabla \frac{v}{R} = \frac{\frac{1}{R} \nabla \frac{G}{\varrho} - \frac{v}{R} \nabla l - \frac{G}{\varrho R^2} \nabla R}{l \pm 2 \frac{v}{R}} \qquad [15]$$

Ma, poiché

$$\frac{G}{\varrho} = v \left(l \pm \frac{v}{R} \right)$$

si ottiene, infine:

$$\nabla \frac{v}{R} = \frac{\frac{1}{R} \nabla \frac{G}{\varrho} - \frac{v}{R} \nabla l - \frac{v}{R^2} \left(l \pm \frac{v}{R} \right) \nabla R}{l \pm 2 \frac{v}{R}} \qquad [16]$$

Ora, osserviamo che al secondo membro della [13] compare il termine

$$\pm \bar{v} \wedge \nabla \frac{v}{R}$$

Quindi, moltipicando la [16] vettorialmente per $\pm \bar{v}$, si ha:

$$\pm \bar{v} \wedge \nabla \frac{v}{R} = \pm \frac{1}{R \left(l \pm 2 \frac{v}{R} \right)} \bar{v} \wedge \nabla \frac{G}{\varrho} \mp \frac{v}{R} \left(\frac{1}{l \pm 2 \frac{v}{R}} \right) \bar{v} \wedge \nabla l \mp$$

$$\mp \frac{v}{R} \left(\frac{l \pm \frac{v}{R}}{l \pm 2 \frac{v}{R}} \right) \bar{v} \wedge \nabla R \qquad [17]$$

Sostituendo la [17] nella [13] e riducendo [1], si ottiene la formula cercata:

$$rot\,\bar{v} = \nabla \wedge \bar{v} = \frac{\bar{v} \wedge \nabla l}{l \pm 2\frac{v}{R}} \pm \frac{v}{R^2}\frac{\bar{v} \wedge \nabla R}{\left(l \pm 2\frac{v}{R}\right)} \pm \frac{\bar{v} \wedge \nabla \frac{G}{\varrho}}{R\left(l \pm 2\frac{v}{R}\right)\left(l \pm \frac{v}{R}\right)} + \qquad [18]$$

$$+ \frac{\nabla \wedge \left(\frac{\bar{G}}{\varrho} \wedge \bar{k}\right)}{l \pm \frac{v}{R}}$$

Lo studio dei singoli termini al secondo membro della [18] ci permette di analizzare i diversi fattori che compongono il rotore del vento di gradiente. È necessario tener presente che fino ad ora non è stata fatta alcuna ipotesi riguardante la forma del campo barico, per cui la [18] ha validità del tutto generale per i flussi di gradiente.

4. *Effetto latitudine.* — Il primo termine al secondo membro della [18]

$$\frac{\bar{v} \wedge \nabla l}{l \pm 2\frac{v}{R}}$$

rappresenta l'effetto della latitudine sul rotore del vento di gradiente. Questo termine vale per le depressioni e per gli anticicloni, con l'avvertenza di prendere il segno positivo del denominatore per le depressioni ed il segno negativo per gli anticicloni.

---

(1) Infatti, nella riduzione si ha:

$$\frac{\bar{v} \wedge \nabla l}{l \pm \frac{v}{R}} \mp \frac{v}{R}\left[\frac{\bar{v} \wedge \nabla l}{\left(l \pm \frac{v}{R}\right)\left(l \pm 2\frac{v}{R}\right)}\right] = \frac{\bar{v} \wedge \nabla l}{l \pm \frac{v}{R}}\left[1 \mp \frac{v}{R\left(l \pm 2\frac{v}{R}\right)}\right] =$$

$$= \frac{\bar{v} \wedge \nabla l}{l \pm \frac{v}{R}}\left[\frac{R\,l \pm 2\,v \mp v}{R\left(l \pm 2\frac{v}{R}\right)}\right] = \frac{\bar{v} \wedge \nabla l}{l \pm \frac{v}{R}}\left[\frac{R\,l \pm v}{R\left(l \pm 2\frac{v}{R}\right)}\right] =$$

$$= \frac{\bar{v} \wedge \nabla l}{l \pm 2\frac{v}{R}}$$

Questo effetto può essere rappresentato analiticamente come segue:

Per fissare le idee, sia p un'isobara appartenente ad una depressione (fig. 1).

Di un punto M di questa isobara, consideriamo il parallelo, il meridiano ed il vento di gradiente $\bar{v}$. Inoltre, sia α l'angolo che $\bar{v}$ forma con il nord geografico orientato positivamente da sud a nord.

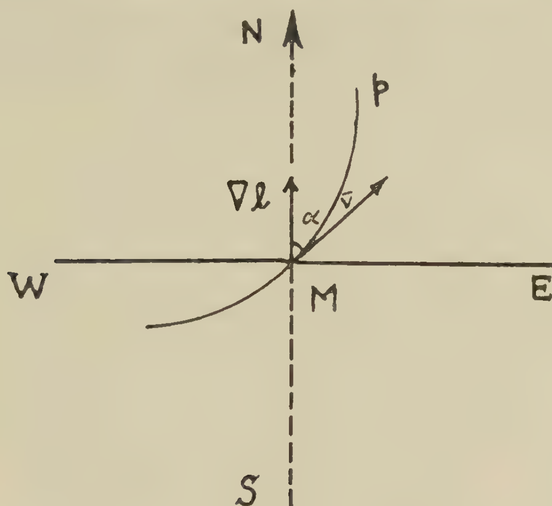


Fig. 1

Il vettore ∇l è disposto lungo il meridiano ed è diretto verso le alte latitudini. La grandezza del prodotto vettoriale $\bar{v} \wedge \nabla l$ è espressa da:

$$v \,|\nabla l| \cdot sen\, \alpha$$

dove $|\nabla l|$ è la grandezza del vettore ∇l. Essa è data da dl/dn, dove dn è l'elemento di meridiano. Ora, siccome l'arco di meridiano dn è espresso da $r d\varphi$, dove r è il raggio della terra e $d\varphi$ è la variazione di latitudine corrispondente a dn, si ha:

$$|\nabla l| = \frac{dl}{dn} = \frac{1}{r} \frac{dl}{dn}$$

e, poiché $l = 2\ w$ sen φ, risulta anche $dl/d\varphi = 2\ w \cos \varphi$. Quindi:

$$|\nabla l| = \frac{2\, w \cos \varphi}{r}$$

Pertanto, per quest'ultima relazione e per la definizione di prodotto vettoriale, si ottiene:

$$\frac{\bar{v} \wedge \nabla l}{l \pm 2\dfrac{v}{R}} = \frac{sen\,\alpha}{r} \cdot \frac{2\,\omega\,v\,cos\,\varphi}{l \pm 2\dfrac{v}{R}}\,\bar{k} = \frac{sen\,\alpha}{r}\;\frac{\omega\,v\,cos\,\varphi}{\omega\,sen\,\varphi \pm \dfrac{v}{R}}\,\bar{k} \qquad [19]$$

dove $\bar{k}$ è il versore fondamentale perpendicolare al piano di $\bar{v}$ e di ∇l. Nell'espressione [19] il segno positivo del denominatore vale per le depressioni, mentre il segno negativo vale per gli anticicloni.

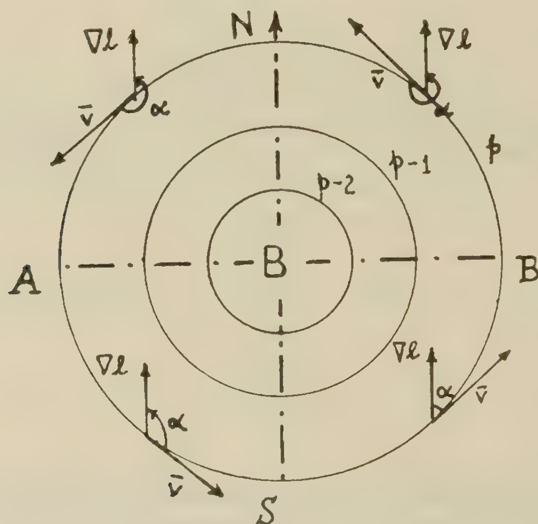


Fig. 2

Per avere un'idea del modo con cui la latitudine influisce sul *segno* del rotore del vento di gradiente, consideriamo un campo particolare della pressione costituito da una depressione ad isobare circolari e concentriche, per cui R è costante (fig. 2).

Per i punti situati sull'isobara p, sul ramo ASB della metà inferiore di questa depressione, cioè sul ramo d'isobara situato a sud del parallelo geografico passante per il centro depressionario, come si vede dalla figura, sen α è sempre positivo. Il secondo membro della [19], dunque, è positivo in questo settore, essendo positive tutte le altre grandezze che vi compaiono. Conseguentemente, il rotore dovuto all'effetto di latitudine è positivo, cioè ciclonico. Al contrario, nella metà superiore della depressione il rotore è negativo, cioè anticiclo-

nico. Nel caso di un anticiclone, tenuto conto del fatto che w sen $\varphi - v/R$ è sempre positivo in un anticiclone, la distribuzione del rotore è inversa.

Pertanto, possiamo concludere:

L'effetto di latitudine dà luogo ad un rotore positivo, cioè a moto rotazionale ciclonico, nella metà inferiore di una depressione circolare, a sud del parallelo geografico passante per il centro, e a moto rotazionale anticiclonico nella metà superiore.

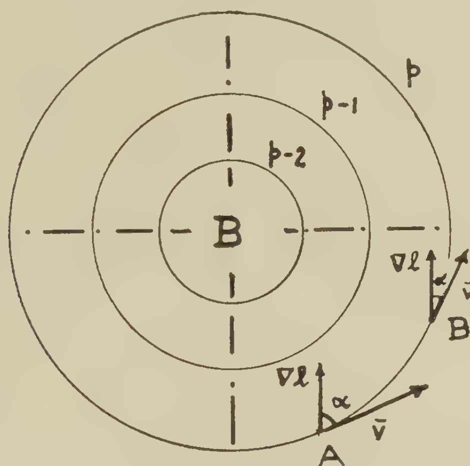


Fig. 3

Questa distribuzione del rotore per effetto della latitudine può giustificare presumibilmente la formazione di circolazioni cicloniche secondarie a sud delle depressioni principali.

Per vedere ora come varia la grandezza del rotore quando varia la latitudine, consideriamo due casi particolarmente semplici.

a) Supponiamo, in primo luogo, che il campo barico sia costituito, come prima, da isobare circolari e concentriche (fig. 3). Consideriamo i due vettori vento (di gradiente) nei punti A e B di p, appartenenti entrambi al quarto quadrante, per i quali sen $\alpha > 0$ e rot $v > 0$. Osserviamo subito che sen α è decrescente dal punto A al punto B.

Si sa, inoltre, che, nel caso di una depressione, il vento di gradiente è espresso da

$$2\,\omega\, v\, sen\, \varphi + \frac{v^2}{R} = \frac{G}{\varrho}$$

Il termine G/ϱ può considerarsi costante, quando si suppone B non troppo lontano da A. Ora, poiché sen φ cresce da A a B, v deve diminuire. Quindi, anche in questo caso v varia in modo inverso a φ. D'altra parte, facendo crescere φ si vede subito che la [19] è decrescente. Conseguentemente: *per moti rotazionali ciclonici che si svolgono da sud a nord, nella regione del piano a sud del parallelo passante per il centro, il rotore è decrescente. Per gli anticicloni vale la distribuzione contraria.*

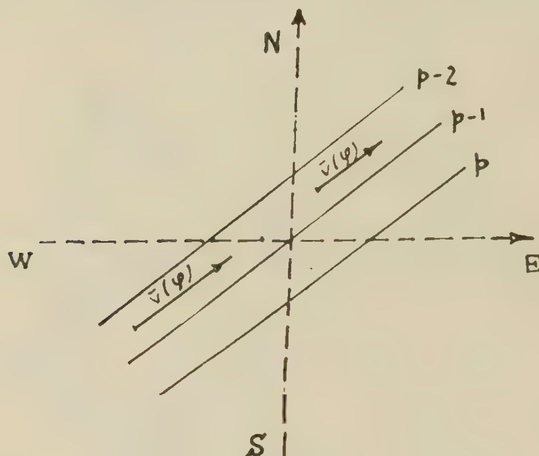


Fig. 4

b) Supponiamo, ora, che il campo barico sia costituito da isobare rettilinee ($1/R = 0$), parallele ed equidistanti ($\bar{G}$ costante) ed egualmente inclinate rispetto ai meridiani (sen $\alpha =$ costante) (fig. 4). In tal caso, la [19] diventa:

$$\frac{\bar{v} \wedge \nabla l}{l \pm 2 \dfrac{v}{R}} = \frac{sen\,\alpha}{r} \cdot v \cdot ctg\,\varphi\,\bar{k} \qquad [20]$$

Il vento relativo a questa configurazione barica è il vento geostrofico, per cui vale la seguente relazione:

$$v = \frac{G}{2\,\omega\,\varrho\,sen\,\omega}$$

dove G è la grandezza del gradiente barico. Ora, poiché G è costante lungo l'isobara p, supponendo che nel tratto in esame la densità ϱ non

vari, varierà solo la latitudine φ. Per conseguenza, la grandezza v della velocità varia in modo inverso a φ, cioè, v decresce, quando aumenta φ. D'altra parte, nella [20] anche cotg φ decresce, quando φ aumenta. Quindi nell'ipotesi sen $\alpha < 0$, possiamo concludere, come prima: *per molti rettilinei che si svolgono da latitudini inferiori a latitudini superiori il rotore è ciclonico ma decrescente. Per moti atmosferici rettilinei che si svolgono da latitudini superiori a latitudini inferiori, il rotore è anticiclonico ma decrescente* (*).

Un caso particolare d'importanza notevole è la distribuzione del rotore in seno alle correnti occidentali rettilinee delle medie latitu-

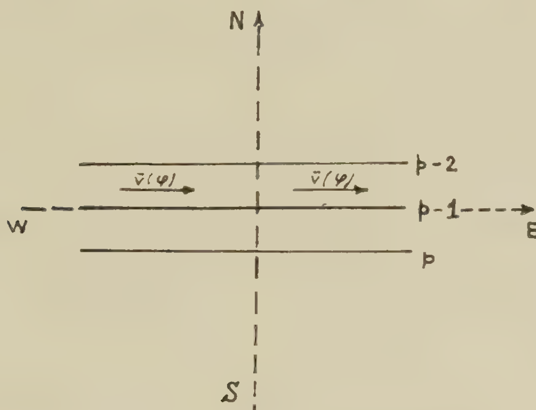


Fig. 5

dini dell'emisfero nord. Questo caso corrisponde bene alla cosiddetta « corrente a getto » (fig. 5).

In tal caso, osserviamo che $\bar{v}$ è perpendicolare a (∇l) per cui la [20] diventa:

$$\frac{\bar{v} \wedge \nabla l}{l \pm 2 \frac{v}{R}} = \frac{v}{r} ctg \varphi \bar{k} \qquad [21]$$

È noto che la corrente a getto subisce spostamenti di latitudine, abbassandosi verso latitudini più basse nei mesi invernali e portandosi a latitudini più elevate nei mesi estivi. Il rotore di tale corrente, come risulta dalla [21], è ciclonico e aumenta con il diminuire della

(*) Questo risultato trova immediata applicazione per le saccature costituite da isobare rettilinee e per i settori caldi delle depressioni in formazione, anch'essi costituiti da isobare rettilinee e parallele.

latitudine φ della corrente stessa. Si ha, così, una giustificazione indiretta dell'aumento dell'attività ciclonica nei mesi invernali, al di sotto di tale corrente.

Un altro caso particolare ma d'importanza più limitata è quello delle correnti che si svolgono lungo i meridiani geografici. In tal caso, poiché $\bar{v}$ è parallelo a ∇l, il rotore è nullo. Anche questo risultato giustifica l'osservazione che vari autori hanno rivelato in pratica e, cioè, che correnti di tale genere tendono a diventare curvilinee piuttosto che a sviluppare un movimento rotazionale in seno ad esse; precisamente, si sviluppa una curvatura ciclonica per moti rettilinei che si svolgono da nord a sud e curvatura anticiclonica nel caso opposto.

5. *Effetto curvatura.* — Consideriamo ora il secondo termine al secondo membro della [18]

$$\mp \frac{v}{R^2} \frac{1}{l \pm 2 \dfrac{v}{R}} \bar{v} \wedge \nabla R$$

che esprime l'effetto del raggio di curvatura R delle isobare sul rotore. Il segno negativo davanti a questa espressione, insieme con il segno positivo del denominatore, vale per le depressioni.

Ora risulta:

$$\bar{v} \wedge \nabla R = v \, | \nabla R | \, sen \, \beta \, \bar{k} \qquad [22]$$

dove β è l'angolo compreso fra $\bar{v}$ e ∇R. Sicché la [22] diventa:

$$\mp \left(\frac{v}{R} \right)^2 \frac{1}{l \pm 2 \dfrac{v}{R}} \, | \nabla R | \, sen \, \beta \, \bar{k}$$

Come è ovvio, risulta sen $\beta > 0$, quando $0 < \beta < 180$. Questa condizione è valida sia che R cresca nella direzione di $\bar{v}$ ($90^\circ < \beta < 180^\circ$), sia che R decresca in questa direzione ($90 < \beta < 180$).

L'espressione [23] mostra, pertanto:

Nelle depressioni, il rotore dovuto alla curvatura delle isobare, indipendentemente dall'intensità di questo, è sempre anticiclonico. Negli anticicloni il rotore è sempre ciclonico.

Per quanto riguarda la variazione della grandezza del rotore al variare di R, riferiamoci al caso per il quale l'isobara in esame appartenga ad una depressione e facciamo astrazione dall'effetto di latitudine (φ = costante). In queste condizioni, il termine

$$2 \, \omega \, v \, sen \, \varphi + \frac{v^2}{R}$$

è costante, perché, come prima, è costante G/ϱ. Si vede, dunque, che, quando R diminuisce, deve diminuire anche v; ma, poiché v compare

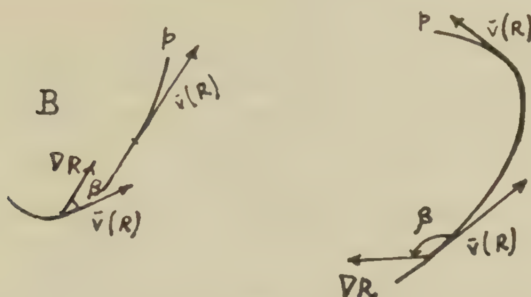


Fig. 6

al quadrato nell'espressione precedente, esso deve diminuire meno rapidamente di R. Un esame della [23] mostra, quindi, che, quando R diminuisce, la frazione v/R aumenta e, quindi, aumenta il rotore

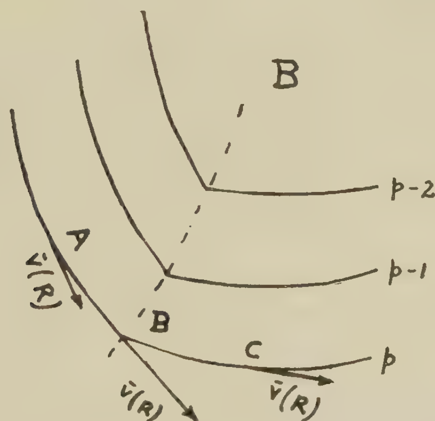


Fig. 7

dovuto al raggio di curvatura. Questo risultato trova un'applicazione immediata per le saccature e per i promontori.

Per quanto riguarda le saccature, consideriamo i tre punti A, B e C situati a sinistra, sull'asse e a destra della saccatura rispettivamente (fig. 7). Molto spesso accade che, quando ci si sposta nello stesso verso del vento, il raggio di curvatura R cresce dal punto A al punto B e decresce da B a C.

Si ha, in altre parole (1):

$$R_A < R_B < R_C$$

il che vuol dire che le isobare sono più rettilinee in corrispondenza di B che nei punti periferici. Dunque, poiché da A a B il raggio R cresce, cresce v ed il rotore anticiclonico diminuisce. Il contrario accade nel passaggio dal punto A al punto B.

6. *Effetto confluenza e diffluenza.* — Con il termine confluenza (diffluenza) intendiamo la convergenza (divergenza) geometrica delle isobare nel verso del moto. Nella confluenza diminuisce la distanza lungo la normale alle isobare e, quindi, aumenta il gradiente barico.

È nota l'importanza che ha assunto recentemente la cosidetta teoria della divergenza di Scherhag. Egli, riferendosi ad una forma confluente e diffluente del campo barico in quota, ha messo in evidenza notevoli proprietà di questo campo agli effetti della formazione di cicloni ed anticicloni dovuti allo stabilirsi di campi di convergenza e di divergenza orizzontale.

È d'importanza fondamentale, quindi, la conoscenza dell'eventuale influsso di tale campo sul segno e sul valore del rotore del vento di gradiente. Per poter stabilire le proprietà di un campo di confluenza e di diffluenza, occorre operare alcune trasformazioni.

Ricordando il nabla di un prodotto (formula 5), trasformiamo il prodotto vettoriale del terzo termine al secondo membro della [18]. Si ha:

$$\bar{v} \wedge \nabla \frac{G}{\varrho} = \frac{1}{\varrho} \bar{v} \wedge \nabla G + G \left(\bar{v} \wedge \nabla \frac{1}{\varrho} \right) \qquad [24]$$

Il primo termine al secondo membro della [24] fornisce l'effetto della confluenza e della diffluenza sul rotore. Questo effetto, pertanto, è espresso da:

$$\pm \frac{\bar{v} \wedge \nabla G}{\varrho R \left(l \pm \frac{v}{R} \right) \left(l \pm 2 \frac{v}{R} \right)} \qquad [25]$$

---

(1) È implicita l'ipotesi che la curvatura delle isobare sia sempre ciclonica. Un'estensione dei risultati qui esposti si può ottenere da un esame dettagliato delle varie curvature che si presentano in pratica, per le saccature e per i promontori.

Il prodotto vettoriale che compare al numeratore ha per valore

$$v \, | \nabla G | \, sen \, \gamma$$

dove γ è l'angolo compreso fra $\bar{v}$ e ∇G (fig. 8). Quindi, la [25] diventa:

$$\pm \frac{v \, | \nabla G | \, sen \, \gamma}{\varrho R \left(l \pm \frac{v}{R} \right) \left(l \pm 2 \frac{v}{R} \right)} \qquad [26]$$

Il segno positivo corrisponde alle depressioni, mentre il segno negativo corrisponde agli anticicloni. *Questo segno*, come si vede dalla

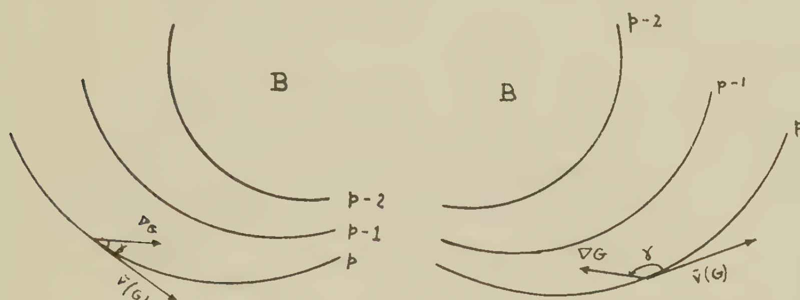


Fig. 8

fig. 8, *non dipende dalla confluenza o dalla diffluenza delle isobare di una depressione, in quanto, nei due casi, risulta sempre sen* $\gamma > 0$. Si può concludere, dunque:

nelle depressioni con zone di confluenza o di diffluenza, il rotore del vento di gradiente, indipendentemente dalla entità di questo, è sempre ciclonico. Negli anticicloni accade il contrario.

Prendiamo in considerazione ora un campo di diffluenza costituito da isobare rettilinee che si aprono a ventaglio (fig. 9). Per il tratto rettilineo di queste correnti, il rotore è dato, come è noto, da:

$$\frac{v}{r} \, ctg \, \varphi \, \bar{k}$$

Non appena si entra nel « delta », in corrispondenza della sezione $S\,S'$,

per effetto della diffluenza, questo valore muta in

$$\frac{v \mid \nabla G \mid sen\,\gamma}{\varrho R\left(l+\frac{v}{R}\right)\left(l+2\frac{v}{R}\right)}\bar{k}$$

per la zona C a nord dell'isobara rettilinea p e nel valore

$$-\frac{v \mid \nabla G \mid sen\,\gamma}{\varrho R\left(l-\frac{v}{R}\right)\left(l-2\frac{v}{R}\right)}\bar{k}$$

per la zona A.

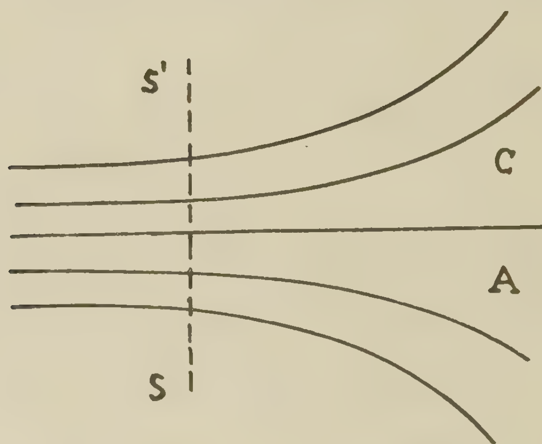


Fig. 9

7. *Effetto avvezione della temperatura.* — Il secondo termine al secondo membro della [24] fornisce questo effetto. Dalla formula [18] risulta che questo effetto è dato da:

$$\pm\frac{G\left(\bar{v}\wedge\nabla\frac{1}{\varrho}\right)}{R\left(l\pm\frac{v}{R}\right)\left(l\pm2\frac{v}{R}\right)} \qquad [27]$$

Quest'espressione contiene $\nabla\, 1/\varrho$ che non è possibile valutare direttamente in pratica, in quanto non vengono tracciate le carte isosteriche ($\varrho =$ costante). Pertanto, è necessario sostituire questo nabla con

quello della temperatura, permettendoci di utilizzare le carte isotermiche.

Per raggiungere questo scopo, utilizziamo la nota relazione

$$p = R_a \varrho T$$

dove p è la pressione, R_a la costante caratteristica dei gas e T la temperatura assoluta. Da questa equazione risulta:

$$\nabla p = R_a \varrho \nabla T + R_a T \nabla \varrho \qquad [28]$$

Ora

$$\nabla \frac{1}{\varrho} = - \frac{\nabla \varrho}{\varrho^2} \qquad [29]$$

Ricavando $\nabla \varrho$ dalla [28] e sostituendola nella [29] si ottiene:

$$\frac{1}{\varrho} - \frac{1}{\varrho T} T - \frac{1}{R_a T \varrho^2} p = \frac{1}{\varrho T} T + \frac{1}{R_a T \varrho^2} \bar{G} \qquad [30]$$

Moltiplicando la [30] vettorialmente per $\bar{v}$ e ricordando che $v \wedge \bar{G} = v \,.\, G \bar{k}$ in quanto $\bar{v}$ è perpendicolare a $\bar{G}$, si ottiene:

$$\bar{v} \wedge \nabla \frac{1}{\varrho} = \frac{1}{\varrho T} \bar{v} \wedge \nabla T + \frac{v \cdot G}{R_a T \varrho^2} \bar{k}$$

Sostituendo nella [27] si ha:

$$\pm \frac{G}{\varrho T} \frac{\bar{v} \wedge \nabla T}{R\left(l \pm \frac{v}{R}\right)\left(l \pm 2 \frac{v}{R}\right)} \pm \frac{G^2 v}{R_a R T \varrho^2 \left(l \pm \frac{v}{R}\right)\left(l \pm 2 \frac{v}{R}\right)} \bar{k} \qquad [31]$$

Questa è l'espressione del rotore dovuto all'effetto avvettivo delle isoterme. Il segno positivo corrisponde alle depressioni ed il segno negativo agli anticicloni.

Consideriamo il caso delle depressioni. Il secondo termine che compare nella [31] è sempre positivo, in quanto il coefficiente del versore $\bar{k}$, essendo costituito da grandezze tutte positive, è positivo. Non altrettanto accade per il primo termine, potendo il prodotto vettoriale assumere valore positivo o negativo a secondo che l'angolo δ compreso fra $\bar{v}$ e ∇T si mantiene inferiore o superiore a 180°. Questo termine, poi, si annulla quando $\bar{v}$ è parallelo a ∇T. In quest'ultimo caso, che

corrisponde all'avvezione massima, la famiglia di isoterme è perpendicolare alle isobare e compare solo l'effetto de secondo termine, vale a dire: *nelle depressioni, l'avvezione massima di aria calda o fredda dà luogo sempre ad un rotore ciclonico. Il contrario accade per gli anticicloni.* Quando l'avvezione non è massima ma $0 < \delta < 180^\circ$, si può concludere: nelle depressioni, l'avvezione di aria calda dà luogo a moto rotazionale ciclonico.

Nel caso in cui $\bar{v}$ e ∇T formano un angolo superiore a 180°, non si può trarre alcuna conclusione, in quanto, in tal caso, il primo termine della [31] è negativo, mentre il secondo termine è positivo. Tuttavia, possiamo dire che il rotore che ne risulta è ciclonico, quando il secondo termine predomina sul primo. In tal caso, risulta:

$$\frac{G}{p} \geq \frac{\nabla T}{T} \, sen\, \delta$$

Il segno di eguaglianza si ha quando è nullo il rotore dovuto all'effetto termico avvettivo e viceversa. Ha, quindi, notevole importanza la rappresentazione del campo delle isoterme sovrapposto a quello del vento.

Un caso limite interessante si presenta quando le isoterme sono parallele a $\bar{v}$, nel qual caso si può osservare che, *anche in assenza di solenoidi isobarico-isotermici* (condizione di barotropia) *il rotore esiste.*

8. *Effetto divergenza, ecc.* — Occupiamoci ora dell'ultimo termine che compare al secondo membro della [18].

Per la [9] risulta, in primo luogo:

$$\nabla \wedge \left(\frac{\bar{G}}{\varrho} \wedge \bar{k}\right) = (\nabla \times \bar{k}) \frac{\bar{G}}{\varrho} - \left(\nabla \times \frac{\bar{G}}{\varrho}\right) \bar{k} + \nabla \frac{\bar{G}}{\varrho} \times \bar{k} - \frac{\bar{G}}{\varrho} \times \nabla \bar{k}$$

Osserviamo subito che il termine $\nabla \times \bar{k}$ è la divergenza del vettore unitario $\bar{k}$. Ora, poiché $\bar{k}$ è un vettore costante (intensità uno, direzione e verso costante), la sua divergenza è nulla, cioè, $\nabla \times \bar{k} = 0$. È facile accertarsi, inoltre, che l'espressione precedente si riduce a (1):

$$\nabla \wedge \left(\frac{\bar{G}}{\varrho} \wedge \bar{k}\right) = -\left(\nabla \times \frac{\bar{G}}{\varrho}\right) \bar{k}$$

---

(1) Questa relazione è immediata, quando si sviluppano i determinanti simbolici che rappresentano il doppio prodotto vettoriale che compongono questo termine.

Ora, per la [10], dove $f = 1/\varrho$ e $v = \overline{G}$, si ha:

$$\nabla \times \frac{\overline{G}}{\varrho} = \frac{1}{\varrho}(\nabla \times \overline{G}) + \nabla \frac{1}{\varrho} \times \overline{G} \qquad [32]$$

Analogamente a quanto si è fatto per l'effetto avvettivo termico, si può far comparire al secondo membro di quest'espressione il vettore gradiente della temperatura, utilizzando la relazione:

$$\nabla \frac{1}{\varrho} = \frac{\nabla T}{\varrho T} + \frac{\overline{G}}{R_a T \varrho^2}$$

Quindi, ricordando che

$$\overline{G} \times \overline{G} = G^2$$

si ottiene:

$$\nabla \frac{1}{\varrho} \times \overline{G} = \frac{1}{\varrho T}(\nabla T \times \overline{G}) + \frac{G^2}{R_a T p^2}$$

e la [32] diventa:

$$\nabla \times \frac{1}{\varrho} \overline{G} = \frac{\nabla \times \overline{G}}{\varrho} + \frac{\nabla T \times \overline{G}}{\varrho T} + \frac{G^2}{R_a T \varrho^2}$$

Infine, si ottiene la trasformazione cercata:

$$\nabla \wedge \left(\frac{\overline{G}}{\varrho} \wedge \overline{k}\right) = -\frac{1}{\varrho}\left[\nabla \times \overline{G} + \frac{\nabla T \times \overline{G}}{T} + \frac{G^2}{R_a T \varrho}\right] \overline{k}$$

Quindi:

$$\frac{\nabla \wedge \left(\frac{G}{\varrho} \wedge \overline{k}\right)}{l + \frac{v}{R}} = -\left[\frac{\nabla \times \overline{G} + \frac{1}{T} \nabla T \times \overline{G} + \frac{G^2}{R_a T \varrho}}{\varrho\left(l \mp \frac{v}{R}\right)}\right] \overline{k}$$

I risultati che seguono valgono sia per i cicloni che per gli anticicloni.

L'effetto della divergenza del vettore gradiente è espresso dal primo termine a secondo membro della [33]:

$$- \frac{\nabla \times \overline{G}}{\varrho\left(l \pm \frac{v}{R}\right)} \overline{k}$$

Se questo vettore diverge ($\nabla \times \overline{G} > 0$) il rotore è anticiclonico, perché vale il segno negativo davanti al termine suddetto; se questo termine converge ($\nabla \times \overline{G} < 0$) il rotore è ciclonico.

Il secondo termine

$$- \frac{\nabla T \times \overline{G}}{\varrho T\left(l \pm \frac{v}{R}\right)} \overline{k} = - \frac{G}{\varrho T\left(l \pm \frac{v}{R}\right)} \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \overline{k}$$

esprime l'effetto isobarico-isotermico, dove $\partial T / \partial n$ è la variazione della temperatura T lungo la normale alle isobare.

Se il campo delle isoterme è orientato rispetto al gradiente barico in modo che il gradiente termico formi un angolo inferiore a 90° o superiore a 270° con $\overline{G}$, allora il rotore è ciclonico.

Ritornando al caso in cui le isoterme di una depressione siano parallele alle isobare (condizione di barotropia) e decrescenti verso il centro depressionario (vortice freddo), risulta ∇T opposto a $\overline{G}$ ed il prodotto scalare $\nabla T \times \overline{G} = - |\nabla T| G$. In tal caso, si è già visto che il rotore è ciclonico. Anche il termine in esame diventa positivo, per cui il rotore è ciclonico.

Per quanto riguarda l'ultimo termine costante, si può osservare che esso è sempre negativo e potrebbe, in un certo senso, compensare l'effetto degli altri due. La determinazione in pratica dell'effetto dei singoli termini può essere agevolata dall'uso di abaci di immediato impiego. Da questi abaci, già determinati da Vialar ([1]), si possono calcolare i coefficienti dei prodotti vettoriali dei singoli termini.

Questi risultati confermano, in pratica, l'osservazione che non è possibile dare « a priori » una stima del valore del rotore, poiché tutti i fattori precedentemente considerati sono suscettibili di agire contemporaneamente. Tuttavia, possiamo dare un'idea dell'ordine di grandezza massima del rotore risultante da questa combinazione, alle nostre latitudini e nei bassi strati dell'atmosfera.

([1]) VIALAR J., *La Convergence et Divergence, Confluence et diffluence.* Journ. Scient. Météor., n. 3, 1951.

Si ottiene la seguente tabella:

Effetto massimo	φ	R	Conf./Diff.	Avv. Temp.	Div.	Solenoid.	Term. Cost.
B.	$0{,}2.10^{-5}$	$0{,}2.10^{-5}$	$0{,}3.10^{-5}$	$0{,}1.10^{-5}$	$0{,}3.10^{-5}$	$0{,}25.10^{-5}$	$0{,}21.10^{-7}$
A.	$0{,}4.10^{-5}$	$0{,}2.10^{-5}$	$2{,}5.10^{-5}$	$0{,}3.10^{-5}$	$0{,}6.10^{-5}$	$0{,}45.10^{-5}$	$0{,}61.10^{-7}$

I valori compresi in questa tabella sono stati ricavati dai seguenti dati:

1) Alla distanza di circa 600 km dal centro depressionario si è assunto come intensità del vettore gradiente barico il valore 3,5 mb per 100 km. Per gli anticicloni, invece, si è assunto un valore di 0,5 mb.

2) Raggio di curvatura eguale a 300 km; variazione di raggio di curvatura di 10 km per 100 km ($\partial R/\partial n = 0{,}1$); densità $\varrho = 1{,}293\ 10^{-3}$ (C.G.S.), per la latitudine di 45°.

3) Variazione del gradiente barico ($\partial G/\partial n$) eguale a $3\ 10^{-12}$ barie-cm-cm. Valore di G eguale a $5\ 10^{-4}$ (C.G.S.); $T = 285°$. Valore di $\partial T/\partial n$ eguale a $2\ 10^{-7}$ gradi cm^{-1}.

Da questa tabella risultano le seguenti caratteristiche:

1) Nelle depressioni i vari effetti si equivalgono come ordine di grandezza fatta eccezione del termine noto.

2) Negli anticicloni l'effetto della confluenza e della diffluenza è nettamente predominante sugli altri ed assume importanza la divergenza del gradiente barico orizzontale.

L'esposizione del presente lavoro ed i relativi calcoli seguono la traccia di uno studio analogo sulla convergenza e la divergenza dell'atmosfera di Vialar, J. (vedi nota bibliografica a pag. 20), allo scopo di rendere immediato il confronto dei risultati delle analisi delle due fra le più importanti grandezze in meteorologia.

Roma — Ispettorato Telecomunicazioni Assistenza al Volo — Ministero della Difesa - Aeronautica — Giugno 1951.

RIASSSUNTO

Con l'ausilio dell'analisi vettoriale si esprime il rotore del vento di gradiente in funzione del « nabla » della latitudine, della curvatura delle isobare, della temperatura e del gradiente barico orizzontale. Si determina, per ciascun fattore, la variazione in grandezza e segno del rotore del vento di gradiente e si determina il rotore in alcuni casi particolari, fra i quali la cosiddetta corrente a getto.

I risultati di questa analisi mostrano alcune proprietà notevoli del rotore del vento di gradiente, non evidenti « a priori », che rendono più chiaro questo importante ramo della cinematica dell'atmosfera.

SUMMARY

With the help of vector analysis, the curl of the gradient wind is expressed as a function of four variables: the « nabla » of latitude, curvature of isobars, temperature and horizontal pressure gradient. For each of these variables the variation of intensity and sign of the curl of the gradient wind is discussed. The curl is then analysed and determined for special cases and for the jet stream.

The results of this analysis show some relevant proprieties of the curl of the gradient wind, which lead to a better understanding of this important branch of kinematics of the atmosphere.

DENSITA' ELETTRONICA NELL'ALTA ATMOSFERA E INTERPRETAZIONE DELLE CURVE $h'(f)$ DELL'ALTEZZA VIRTUALE DELLA IONOSFERA

Parte II

F. Mariani

In una precedente nota (1) che nel presente lavoro indicheremo con *I* si è studiata la riflessione di onde elettromagnetiche dagli strati superiori della ionosfera allo scopo di ottenere informazioni sulle caratteristiche geometriche della distribuzione di densità elettronica in funzione della altezza vera. Nella nota *I*, adottando per semplicità di calcolo una legge di tipo parabolico per la distribuzione della densità elettronica coll'altezza che, come è noto, approssima la distribuzione di Chapman e prendendo nella dovuta considerazione il campo magnetico terrestre, si è sviluppato un metodo di analisi degli ionogrammi. Nella presente nota si determina, nelle stesse condizioni, il cammino ottico $_{f_c}L_{h_1 h_2}$ che corrisponde a un intervallo di quote h_1 h_2 per un'onda di frequenza f allorché essa si propaga in uno strato di Chapman di frequenza critica f_c; si confrontano i risultati con quelli ottenuti per il caso parabolico. Nel paragrafo 2 si studiano due ionogrammi tipici secondo il metodo proposto in *I*; interesse particolare presenta il secondo di essi nel quale si ha il caso di « sovrapposizione » delle distribuzioni di densità degli strati F_1 e F_2: si mostra che il metodo di sovrapposizione lineare studiato in *I*, che sembra plausibilmente suggerito da una nota di Ratcliffe (2), non risulta, almeno quando si prenda in considerazione l'influenza del campo magnetico, aderente alla realtà fisica. Si riconsidera allora, nel paragrafo 3, da un punto di vista fisico l'equilibrio ioni elettroni negli strati prendendo in considerazione la ricombinazione degli ioni nella zona di sovrapposizione e si studia la distribuzione di densità risultante. Nel paragrafo 4, infine, si accenna ad un più complesso metodo di analisi degli ionogrammi che, sembra, possa permettere una più corretta interpretazione delle curve sperimentali della altezza virtuale.

1. La distribuzione di densità elettronica N in atmosfera isoterma si scrive, secondo Chapman

$$N(h) = \sqrt{\frac{I_0}{\alpha}}\, exp\left[\frac{z}{2} + \frac{1}{2}(1 - sec\,\chi\, exp\, z)\right] \quad \text{ove} \qquad [1]$$

h = quota rispetto al suolo

χ = angolo zenitale del sole

I_0 = numero di ioni prodotti per unità di tempo e di volume allorché $\chi = 0$ e $h = h_0$ = quota alla quale $N(h)$ è massimo per $\chi = 0$

α = coefficiente di ricombinazione, non dipendente dalla quota

$z = \dfrac{h_0 - h}{H}$

$H = \dfrac{kT}{mg}$ = scala delle altezze.

Conviene eliminare nella [1] la dipendenza dall'angolo zenitale χ; allorché $\chi \neq 0$ il massimo di densità è situato a una quota h_1 tale che

$$exp\left[\frac{h_0 - h_1}{H}\right] = \cos\chi\,. \qquad [2]$$

Ponendo allora

$h = h_1 + \psi$, cioè ponendo l'origine delle quote alla quota h_1 del massimo, la [1] diviene, con $z' = \dfrac{\psi}{H}$

$$N(z') = \sqrt{\frac{I_0 \cos\chi}{\alpha}}\, exp\left\{\frac{1}{2}[-z' + 1 - exp(-z')]\right\} \qquad [3]$$

La distribuzione [3] ha un andamento abbastanza somigliante a quello «parabolico» per quote inferiori a quella del massimo di densità cioè per $z' < 0$; da esso invece sensibilmente si discosta allorché $z' > 0$; inoltre l'intervallo di definizione della [3] va convenientemente limitato in quanto la $N(z')$ non si annulla che per $z' \longrightarrow \pm\infty$; questo non ha senso fisico e d'altra parte potrebbe introdurre delle diver-

genze nell'espressione del cammino ottico $L_{z'_1 z'_2}(f)$. Considereremo allora una densità $N(z')$ così definita:

$$N(z') = \sqrt{\frac{I_0 \cos\chi}{\alpha}}\, exp \left\{ \frac{1}{2} [-z' + 1 - exp(-z')] \right\} \quad \text{per } z'_A = -2,5 \leq z' \leq 8 = z'_B$$
$$= 0 \qquad \text{altrove} \qquad [4]$$

Il cammino ottico $L_{z'_A z'}(f)$ per $f < f_c$, tenuto conto che

$$x = \frac{f_0^2}{f^2} = \frac{e^2}{\pi m} \frac{N(z')}{f^2} = x(z') \qquad [5]$$

si scrive allora

$$_{f_c}L_{z'_A z'}(f) = H \int_{z'_A}^{z'} \mu' \, dz' = 2H \int_{x(z'_A)=x_0}^{x(z')=1} \frac{\mu'}{x[-1 + exp(-z')]} dx \qquad [6]$$

Ponendo $x = x_0 + (1 - x_0)(1 - \varrho^2)$ si ottiene infine

$$_{f_c}L_{z'_A z'}(f) = 2H \left[2(1 - x_0) \int_0^1 \frac{\mu' \varrho}{[x_0 + (1 - x_0)(1 - \varrho^2)][-1 + exp(-z')]} d\varrho \right] \qquad [7]$$

con $x_0 = 0.013 \frac{f_c^2}{f^2}$ per la [5]

Nel caso $f > f_c$ invece, caso che si verifica allorché si considera l'attraversamento di uno strato, poiché le due « metà » di questo non sono uguali occorre valutare il cammino ottico $L(f)$ relativo a ciascuna di esse rispettivamente definite dalle limitazioni $z'_A \leq z' \leq 0$ e $0 \leq z' \leq z'_B$.

Si ha allora

$$_{f_c}L(f) = 2H \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \frac{\mu'}{x[-1 + exp(-z')]} dx \qquad [8]$$

ove $\bar{x} = \frac{f_c^2}{f^2}$ per ambedue i casi mentre $\bar{x}_0 = 0.013 \frac{f_c^2}{f^2}$ e $\bar{x}_0 = 0.030 \frac{f_c^2}{f^2}$

Tabella I

$\frac{f}{f_c}$	$\frac{1}{2H}\left[f_c L_{z'_A z'}\right]$							$\frac{1}{2H}\left[f_c L_{z'_A o}\right]$			$\frac{1}{2H}\left[f_c L_{oz'_B}\right]$		
	$f_c = 3$	$f_c = 5$	$f_c = 6$	$f_c = 7$	$f_c = 8$	$f_c = 9$	$f_c = 10$	$f_c = 2$	$f_c = 5$	$f_c = 8$		$f_c = 5$	$f_c = 8$
0.3		0.414	0.410	0.407	0.404	0.399	0.398						
0.5	0.697	0.690	0.685	0.680	0.674	0.674	0.673						
0.7	1.014	0.993	0.987	0.978	0.977	0.973	0.973						
0.8	1.293	1.256	1.245	1.240	1.235	1.233	1.235						
0.9	1.717	1.669	1.653	1.646	1.637	1.637	1.638						
0.95	2.198	2.109	2.091	2.082	2.074	2.062	2.066						
0.975	2.747	2.625	2.602	2.587	2.564	2.559	2.561						
1.025								2.161	1.940	1.951	5.420	5.152	5.194
1.05								1.802	1.729	1.757	4.936	4.912	4.954
1.10								1.541	1.570	1.602	4.572	4.669	4.762
1.20								1.389	1.444	1.470	4.339	4.460	4.560
1.30								1.335	1.387	1.407	4.246	4.353	4.409
1.40								1.306	1.346	1.362	4.189	4.272	4.305
1.60								1.271	1.299	1.309	4.114	4.178	4.196
1.80								1.250	1.271	1.278	4.072	4.120	4.132
2								1.237	1.253	1.257	4.044	4.072	4.081
3								1.207	1.210	1.211	3.979	3.986	3.989
4								1.195	1.196	1.196	3.953	3.953	3.953

rispettivamente per la metà inferiore e superiore dello strato. Ponendo $x = \bar{x}_0 + (\bar{x} - \bar{x}_0)\,\varrho$ la [8] diviene

$$_{f_c}L(f) = 2\,H\left[A\int_0^1 \frac{\mu'}{[-1+exp(-z')]\,[B+A\varrho]}\,d\varrho\right. \qquad [9]$$

con $A = 0.987$ $B = 1 - A = 0.013$ per $z' \leqslant 0$

e $A = 0.970$ $B = 0.030$ per $z' \geqslant 0$

Il calcolo numerico è stato eseguito, come in *I*, con il metodo di Gauss per uno strato avente il suo massimo di densità a 200 km dal suolo; i risultati sono raccolti nella tabella I. Il metodo di integrazione numerica questa volta porta a errori maggiori che nel caso dello strato parabolico data la forma non razionale della [4]; tuttavia l'approssimazione che esso comporta è più che sufficiente per i nostri scopi: lo spessore totale dello strato ottenuto ponendo $\mu' = 1$ negli integrali [9] risulta 10.22 H anziché 10.50 H come è supposto a priori nella [4]; in più la tabella II mostra, in unità $2\,H$, gli spessori geometrici $\psi_r - \psi_A$ calcolati e quelli effettivi dedotti dalla [4]: essi risultano (tranne il primo) identici entro il 2÷3% come si ha per lo spessore dello strato.

TABELLA II

$\frac{f}{f_c}$	$\frac{1}{2\,H}[\psi_r - \psi_A]$	
	calcolato	effettivo
0.3	0.249	0.218
0.5	0.419	0.402
0.7	0.577	0.589
0.8	0.699	0.703
0.9	0.838	0.851
0.95	0.951	0.960
0.975	1.022	1.040

Dalla tabella I risulta che il cammino ottico, a parità di $\frac{f}{f_c}$, non varia sensibilmente con f_c tranne che per frequenze assai prossime a quella critica; si nota anche che, per $f > f_c$ e $\frac{f}{f_c}$ grande i cammini ottici calcolati risultano inferiori di qualche % a quelli geometrici effettivi (sempre misurati in unità $2\,H$).

Per uno strato semplice può scriversi la relazione lineare

$$\bar{h}'(f) = \bar{h}_0 + 2\,H\left(\frac{_{f_c}L_{z'_A z'}(f)}{2\,H}\right) \qquad [10]$$

che va confrontata con la [33] di *I*.

La eventuale sovrapposizione di due strati di Chapman risulta assai più complicata ad esaminare, data la forma della [4]; noi non la prendiamo in considerazione e nel seguito per il caso di sovrapposizione considereremo senz'altro strati « parabolici ».

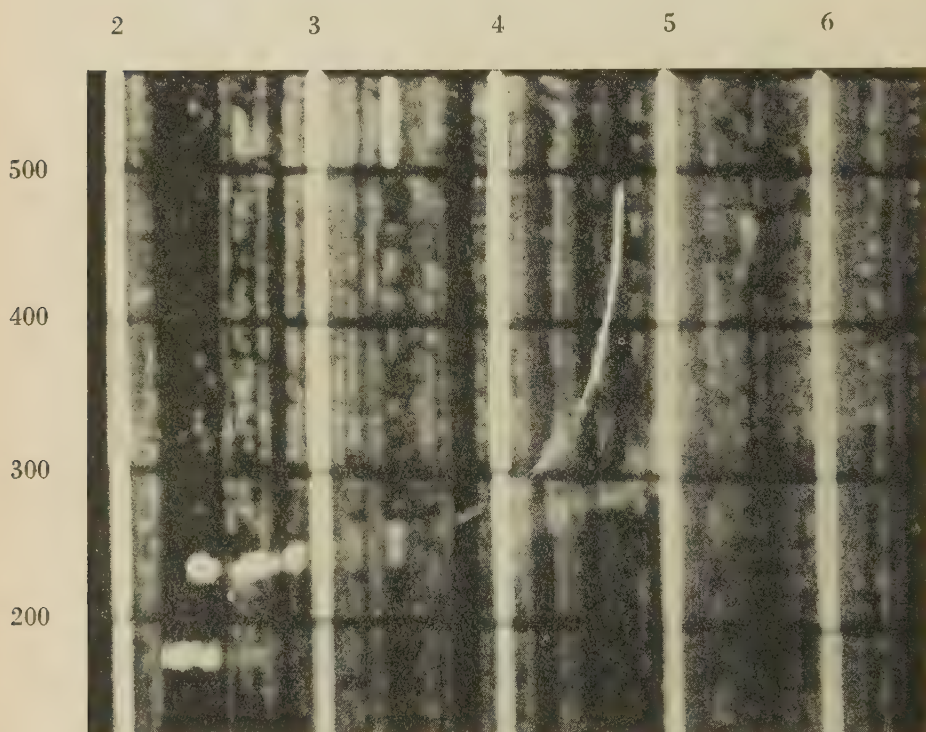


Fig. 1 - Altezza in km; frequenza in MHz.

2. *Confronto di ionogrammi tipici con i risultati del calcolo numerico per modelli di strato parabolico e di Chapman.*

Le figure 1 e 2 mostrano due tipici ionogrammi ottenuti l'8 maggio 1953 alle ore 23 e il 26 aprile 1953 alle ore 17. Essi sono stati interpretati col metodo sviluppato in *I*. Nel primo ionogramma è presente un solo strato: graficando le espressioni [33] di I e la analoga [10] i punti sperimentali in ambedue i casi risultano allineati con ottima approssimazione (fig. 3); mediante il metodo dei minimi quadrati e

attribuendo un uguale peso a ciascuno dei valori sperimentali di $h'(f)$ si sono dedotti i valori

$$\left.\begin{array}{c} z_0 = 59.4 \pm 5.5 \text{ Km} \qquad h_0 = 218.5 \pm 4.5 \text{ Km} \\ \text{per strato parabolico} \\ 2H = 79.1 \pm 1.2 \text{ Km} \qquad \overline{h}_0 = 179.7 \pm 1.7 \text{ Km} \\ \text{per strato di Chapman} \end{array}\right\} \quad [11]$$

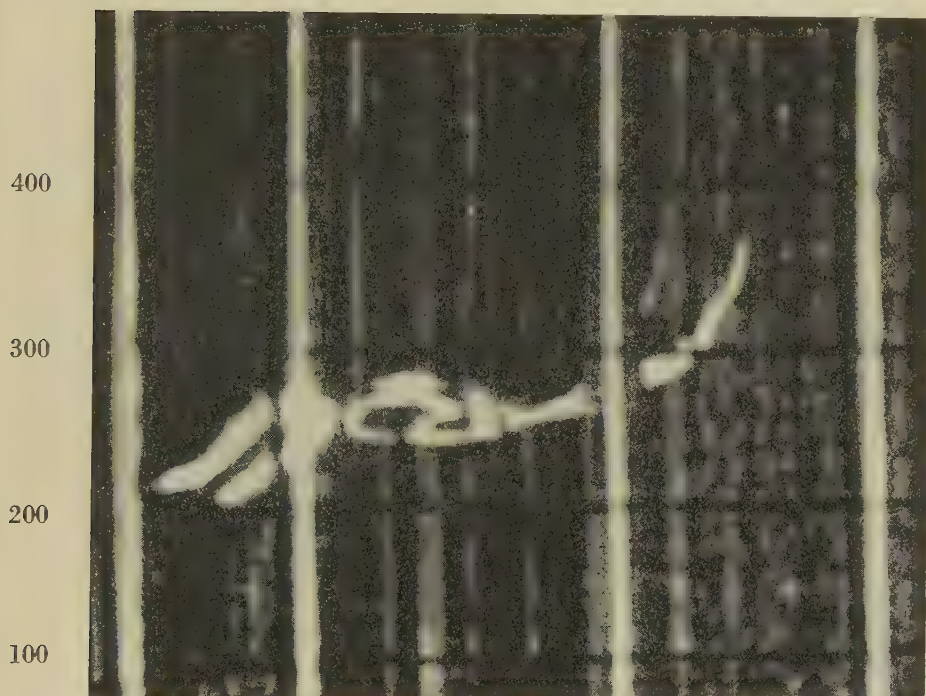


Fig. 2 - Altezza in km; frequenza in MHz.

Risulta subito $z_0 = 1.5\,H$; inoltre l'altezza reale h_m del massimo di densità è nei due casi identica entro gli errori sperimentali: infatti si ha $h_m = z_0 + h_0 = 277.9$ km e $\overline{h}_m \doteq 2.5\,H + \overline{h}_0 = 278.5$ km; la differenza $h_0 - \overline{h}_0$ vale 38.8 km cioè, entro gli errori, H.

Più interessante è il secondo ionogramma nel quale si può esaminare la sovrapposizione del « vero » strato F_2 sullo strato F_1 a partire da una quota h_A alla quale viene riflessa l'onda di frequenza f_A. Per

quanto riguarda la parte di ionogramma relativa alle frequenze $f < f_A$ (fig. 4) si ricavano senz'altro:

$$\left.\begin{array}{ll} z_0 = 91.6 \pm 0.4 \text{ Km} & h_0 = 150.5 \pm 0.4 \text{ Km} \\ 2H = 122.2 \pm 0.9 \text{ Km} & \overline{h}_0 = 91.8 \pm 1 \text{ Km} \end{array}\right\} \quad [12]$$

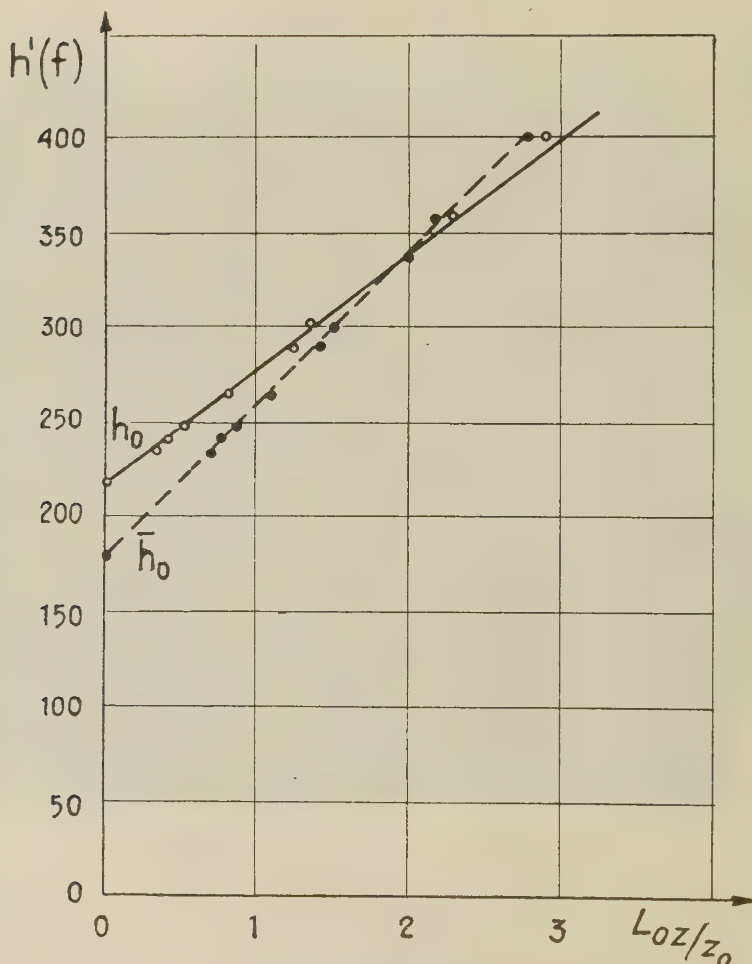


Fig. 3 Altezza in km

È ancora $z_0 = 1.5H$; anche le altezze h_m del massimo risultano di nuovo uguali: $h_m = z_0 + h_0 = 242.1$ Km e $\overline{h}_m = 2.5H + \overline{h}_0 = 244.5$ Km; la differenza $h_0 - \overline{h}_0 = 58.7$ Km vale ancora H.

Per frequenze $f > f_A$ abbiamo invece usato la formula [37] di *I* che qui riportiamo

$$h'(f) - h_0 - {}_{f_c}L_{oz_A}(f) = \xi_0 \left[\frac{{}_{\varphi_c}L_{o\xi}(f) - {}_{\varphi_c}L_{o\xi_A}(f)}{\xi_0} \right] \qquad [13]$$

La frequenza φ_c che in essa compare è la frequenza critica che si osserva sperimentalmente e che abitualmente è detta frequenza critica

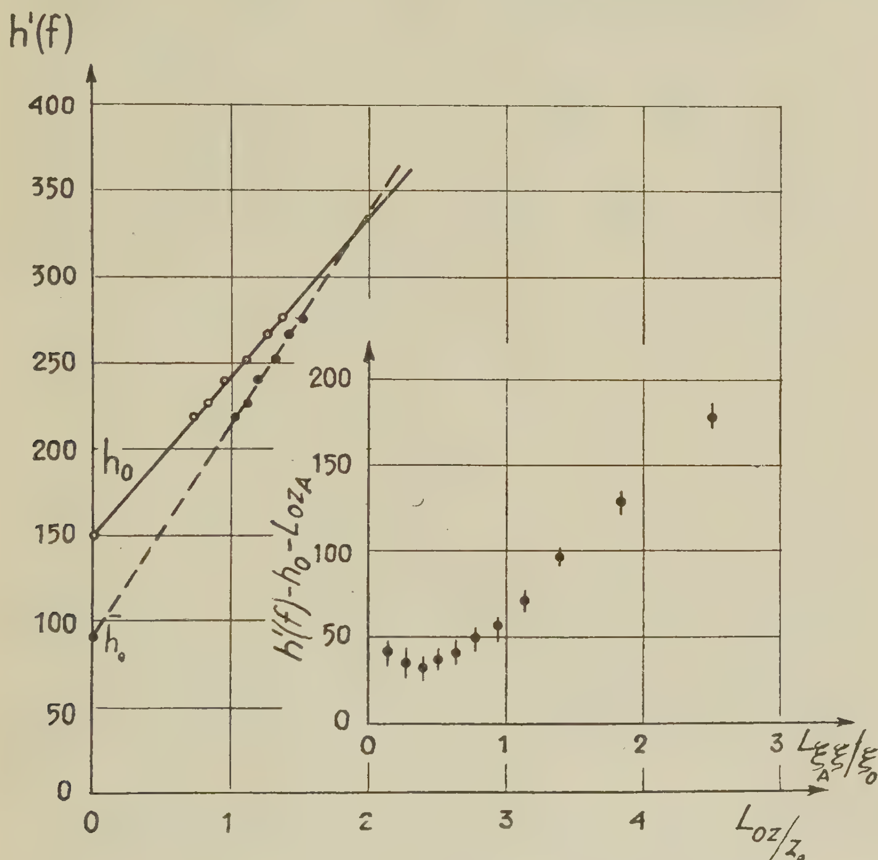


Fig. 4

dello strato F_2; nel nostro modello essa può invece essere sia la frequenza critica f_γ dello strato F_2 vero e proprio, sia anche la frequenza critica Φ corrispondente al massimo relativo della distribuzione di densità di sovrapposizione. Se fosse valido lo schema esaminato in *I* il grafico della [13] dovrebbe essere una semiretta uscente dall'origine con

coefficiente angolare ξ_0: i punti sperimentali risultano invece distribuiti su una linea curva che si discosta sensibilmente dall'andamento rettilineo tanto più quanto più le frequenze considerate si approssimano a f_A (fig. 4). Questo fatto non sembra dipendere dagli errori sperimentali di misura che sono dell'ordine di qualche km; d'altra parte un analogo andamento si ottiene nella maggior parte dei casi di una numerosa serie di ionogrammi esaminati con identico procedimento.

I risultati sopra esposti non sembrano in accordo con quanto osservato da Ratcliffe ([3]): questi studiando gli ionogrammi ottenuti nelle stazioni di Watheroo (Australia), Huancayo (Perù) e College (Alaska) ha trovato che nella maggior parte dei casi la distribuzione di densità al disopra della quota h_A segue ancora una legge parabolica; invero nella nota *I* noi, prendendo lo spunto da questo risultato sperimentale, abbiamo fatto l'ulteriore ipotesi che tale distribuzione parabolica potesse considerarsi dovuta alla sovrapposizione lineare di due strati parabolici, lo strato F_1 e uno strato F_2 (il vero e proprio strato F_2) di natura ancora imprecisata; vera o no questa induzione dovremmo tuttavia in ogni caso aspettarci un andamento rettilineo per la [13]. La non concordanza dei nostri risultati con quelli di Ratcliffe potrebbe, almeno in parte, essere dovuta alla imprecisione che si determina allorché si trascura, come egli ha fatto, l'influenza del campo magnetico.

In un piccolo numero di ionogrammi la [13] ha invece presentato andamento rettilineo; in altri casi ancora è stato possibile interpretare le curve h' (f) nel tratto di sovrapposizione ammettendo l'esistenza di zone a densità crescente linearmente all'altezza oppure sensibilmente costante; questa parte di risultati, per quanto riguarda la possibilità di leggi di distribuzioni di densità diverse da quella parabolica atte a rendere conto di particolari casi di registrazioni ionosferiche, sembra almeno qualitativamente, in accordo con quelli di Ratcliffe. Va però detto che questa serie empirica di possibilità è poco soddisfacente da un punto di vista fisico e va ulteriormente vagliata per vedere se essa non possa rientrare in un modello più generale di ionosfera di cui le diverse possibilità possano considerarsi casi particolari.

A conclusione di questo primo confronto tra dati sperimentali e previsioni teoriche osserviamo che le [11] e [12] mostrano come la parabola che meglio approssima la parte inferiore di uno strato di Chapman sia tale che il suo semispessore z_0 uguagli i 3/2 della scala delle altezze H; ciò va considerato come un perfezionamento del calcolo di Chapman ([4]) che ha mostrato come nell'intervallo $-1 \leq z' \leq 1$ la parabola per cui $z_0 = 2H$ approssima entro il 5%

uno strato di Chapman. Questa costatazione può riuscire utile nella valutazione sia pure grossolana delle temperature nelle regioni ionosferiche interessate.

3. Nel presente paragrafo considereremo l'equilibrio ionico nella zona ove gli strati F_1 e F_2 « vero » si sovrappongono; manteniamo l'ipotesi fondamentale che sussistano due cause distinte di ionizzazione e che ciascuna di esse, in assenza dell'altra, darebbe luogo ad una distribuzione di densità del tipo di Chapman approssimabile con una distribuzione di tipo parabolico.

L'agente ionizzante è molto probabilmente di origine elettromagnetica per lo strato F_2 oltre che per lo strato F_1, come è suggerito da vari autori (5) (6) che hanno sulla base di tale ipotesi esaminato particolari aspetti del comportamento degli strati superiori della ionosfera.

Siano $\overline{N}_1$ e $\overline{N}_2$ rispettivamente le densità degli ioni cui sono dovuti lo strato F_1 e lo strato F_2 nella zona ove essi si sovrappongono. La legge di variazione temporale di $\overline{N}_1$ e $\overline{N}_2$, prendendo in considerazione la ricombinazione ioni-elettroni, si scrive

$$\left.\begin{aligned} \frac{d\overline{N}_1}{dt} &= q_1 - \alpha_1 \overline{N}_1 N \\ \frac{d\overline{N}_2}{dt} &= q_2 - \alpha_2 \overline{N}_2 N \end{aligned}\right\} \qquad [14]$$

ove $N = \overline{N}_1 + \overline{N}_2$ è la densità totale di ioni e quindi anche degli elettroni; q_1 e q_2 sono i numeri di ioni prodotti per unità di volume e di tempo dai due agenti ionizzanti, α_1 e α_2 i coefficienti di ricombinazione.

Se ammettiamo che ambedue le densità ioniche si trovino in uno stato stazionario o comunque varino lentamente così da poter porre

$$\frac{d\overline{N}_1}{dt} = \frac{d\overline{N}_2}{dt} = 0 \; ,$$

allora dalle [14] si deduce

$$\left.\begin{aligned} \frac{q_1}{\alpha_1} &= \overline{N}_1 N \\ \frac{q_2}{\alpha_2} &= \overline{N}_2 N \end{aligned}\right\} \qquad [15]$$

cioè

$$N = \sqrt{\frac{q_1}{\alpha_1} + \frac{q_2}{\alpha_2}} \qquad [16]$$

I rapporti $\frac{q_1}{\alpha_1}$ e $\frac{q_2}{\alpha_2}$ si possono semplicemente considerare come derivanti dalle due condizioni di equilibrio $q_1 - \alpha_1 N_1^2 = 0$ e $q_2 - \alpha_2 N_2^2 = 0$ che sussisterebbero se le due cause di ionizzazione agissero in due regioni distinte senza sovrapposizione di strati. È ovvio però che N_1 e N_2 non coincidono, in generale, con $\overline{N}_1$ e $\overline{N}_2$; purtuttavia nella zona di sovrapposizione, in forza della [16], possiamo porre

$$N = \sqrt{N_1^2 + N_2^2} \qquad [17]$$

ove, con i simboli usati in *I*,

$$\left.\begin{aligned} N_1 &= N_0 \left[1 - \left(1 - \frac{z}{z_0}\right)^2\right] && 0 \leq z \leq 2 z_0 \\ &= 0 && \text{altrove} \\ N_2 &= \nu_0 \left[1 - \left(1 - \frac{z - (z_0 + a)}{\zeta_0}\right)^2\right] && z_0 + a \leq z \leq z_0 + a + 2\zeta_0 \\ &= 0 && \text{altrove} \end{aligned}\right\} \qquad [18]$$

Se invece ammettiamo che si trovi in stato stazionario la densità totale N, ancora dalle [14] otteniamo

$$(\alpha_1 \overline{N}_1 + \alpha_2 \overline{N}_2) N = q_1 + q_2 \qquad [19]$$

Poiché $\overline{N}_1 = N - \overline{N}_2$ si deduce infine l'equazione

$$\alpha_1 N^2 - (\alpha_1 - \alpha_2) \overline{N}_2 N - q_1 - q_2 = 0 \ . \qquad [20]$$

Dalle [19] e [20] risulta subito che, per $\alpha_1 \neq \alpha_2$, la condizione $\frac{dN}{dt} = 0$ equivale alle due $\frac{d\overline{N}_1}{dt} = \frac{d\overline{N}_2}{dt} = 0$ cosicché, anche nel caso $\frac{dN}{dt} = 0$, vale nella zona di sovrapposizione la distribuzione [16]. Se fosse invece $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ potrebbe essere $\frac{d\overline{N}_1}{dt} = -\frac{d\overline{N}_2}{dt} \neq 0$ ma dalla [20] risulterebbe ancora

$$N = \sqrt{\frac{q_1}{\alpha} + \frac{q_2}{\alpha}} = \sqrt{N_1^2 + N_2^2} \qquad [21]$$

La possibilità che sia $\alpha_1 = \alpha_2$ non sembra ragionevole allo stato attuale delle conoscenze; occorre tuttavia notare che i valori sperimentali dei coefficienti di ricombinazione ottenuti dai diversi sperimenta-

tori sono alquanto diversi e che, d'altra parte, Martyn (7) ha recentemente messo in evidenza come, ammettendo che in media gli elettroni costituenti uno strato abbiano una componente verticale di velocità, il metodo di deduzione del coefficiente di ricombinazione da equazioni del tipo [14] può essere invalidato cosicché esso può risultare anche notevolmente diverso dal valore più spesso accettato che è $4 \cdot 10^{-9}$ cm^3 sec^{-1} per lo strato F_1 (8) e compreso tra $1 \cdot 10^{-9}$ e $1 \cdot 10^{-10}$ cm^3 sec^{-1} per lo strato F_2 (6). Notiamo inoltre che da una recente valutazione Appleton (9) ha ottenuto per il valore del prodotto αN del coefficiente di ricombinazione α per la densità elettronica massima N negli strati F_1 e F_2 i valori approssimativi $4 \cdot 10^{-4}$ e $2 \cdot 10^{-4}$; ciò potrebbe indicare che i coefficienti di ricombinazione, pur risultando senz'altro differenti nei due strati, possano non differire in quanto a ordine di grandezza.

Noi in questa nota riterremo valida la legge di distribuzione [17].

Ponendo nella [17] medesima $\beta = z - z_0$ e $\gamma = \dfrac{\nu_0}{N_0}$ si ottiene in forma esplicita

$$N(\beta;\, \gamma,\, a,\, z_0,\, \zeta_0) = N_0 \lambda^{1/2} \qquad [22]$$

con

$$\lambda = \left\{ \left(\frac{1}{z_0^4} + \frac{\gamma^2}{\zeta_0^2} \right) \beta^4 - \frac{4\gamma^2}{\zeta_0^3} \left(1 + \frac{a}{\zeta_0} \right) \beta^3 + 2 \left[\frac{\gamma^2}{\zeta_0^2} \left(2 + \frac{3a^2}{\zeta_0^2} + \frac{6a}{\zeta_0} \right) - \frac{1}{z_0^2} \right] \beta^2 + \right.$$
$$\left. - 4\gamma^2 \frac{a}{\zeta_0^2} \left(2 + \frac{a^2}{\zeta_0^2} + \frac{3a}{\zeta_0} \right) \beta + \left[1 + \frac{4\gamma^2 a^2}{\zeta_0^2} + \frac{\gamma^2 a^4}{\zeta_0^4} + \frac{4\gamma^2 a^3}{\zeta_0^3} \right] \right\}$$
$$z_0 \geq \beta \geq a \qquad [23]$$

Il tipo di andamento di $N(\beta)$ nel suo intervallo di definizione non è determinato ammettendo noti, come effettivamente è a priori, i soli valori di a e z_0: alle varie coppie di valori γ e ζ_0 (parametri da determinare) corrispondono i seguenti 3 tipi:

1) $N(\beta)$ è crescente, cioè è $\dfrac{dN}{d\beta} > 0$ per $z_0 \geq \beta \geq a$

2) $N(\beta)$ è non decrescente con un punto di flesso a derivata nulla

3) N (β) ha un massimo relativo che può risultare maggiore o minore di ν_0 e che, in ogni caso, corrisponde a un valore positivo di β; si ha cioè

$$\frac{dN}{d\beta} \gtreqless 0 \qquad z_0 \geq \beta \geq 0$$

Discuteremo queste varie possibilità nel paragrafo seguente. Qui considereremo la [17] in forma diversa.

Ponendo nelle [18]

$$y = -\frac{a}{z_0} \quad \varrho = \frac{\beta}{z_0} \quad \sigma = \frac{\zeta_0}{z_0} \qquad [24]$$

si ha per λ l'espressione

$$\lambda(\varrho; \sigma, \gamma) = \gamma^2 \left[\frac{(1-\varrho^2)^2}{\gamma^2} + \frac{1}{\sigma^4}(\varrho+y)^2(2\sigma-\varrho-y)^2\right] = \gamma^2 [F_\gamma(\varrho) + G_\sigma(\varrho+y)] \qquad [25]$$

con

$$F_\gamma(\varrho) = \frac{(1-\varrho^2)^2}{\gamma^2} \quad \text{e} \quad G_\sigma(\varrho+y) = \frac{1}{\sigma^4}(\varrho+y)^2(2\sigma-\varrho-y)^2 \qquad [26]$$

Supponiamo di conoscere « a priori » i valori di γ e σ e, come dati sperimentali, quelli di a e z_0: riportando il grafico di $-F'_\gamma(\varrho)$ su carta trasparente e sovrapponendolo a quello di $G'_\sigma(\varrho+y)$ in modo che gli assi delle ascisse si sovrappongano e l'origine del primo venga a coincidere col punto di ascissa y del secondo si stabilisce subito l'esistenza o no di un massimo di N (ϱ) (o di un flesso a derivata nulla) e la sua eventuale ascissa ϱ_m constatando se o no le curve corrispondenti ai fissati valori di σ e γ si intersecano; se questo avviene e l'ascissa del punto di intersezione è ϱ_m si deduce subito il valore $\lambda(\varrho_m)$ e, dalla [22], quello di N (ϱ_m); se invece punto di intersezione non c'è la funzione λ (ϱ) risulta monotona e crescente in tutto il suo intervallo di definizione (caso 1).

Vogliamo infine, mediante la [37] di I determinare l'altezza virtuale h' (f) per onde di frequenza $f > f_A$. Si ha

$$h'(f) = h_0 + {}_{f_c}L_{o\,z_A}(f) + \Lambda_{z_A z}(f) \qquad [27]$$

con

$$\Lambda_{z_A z}(f) = \int_{z_A}^{z} \mu' \, dz \qquad [28]$$

Ricordando che è $x = \frac{f_0^2}{f^2} = \frac{f_c^2}{f^2} \lambda^{1/2}$ e quindi $dx = \frac{1}{2z_o} \frac{f_c^4}{f^4} \frac{d\lambda}{d\varrho} \frac{dz}{x}$ la [28] diviene

$$\Lambda_{z_A z}(f) = 2\, z_o \frac{f^4}{f_c^4} \int_{x_A = x(z_A)}^{1} \frac{x}{\gamma^2 [F'\gamma(\varrho) + G'\sigma(\varrho + y)]} \mu' \, dx \qquad [29]$$

L'integrando possiede una divergenza sanabile per $x \to 1$; ponendo pertanto $x = 1 - \tau^2 \xi^2$ con $\tau^2 = 1 - x_A = 1 - \frac{f_A^2}{f^2}$ otteniamo

$$\Lambda_{z_A z}(f) = z_o \frac{f^4}{f_\gamma^4} \tau^2 \int_{o}^{1} \frac{\mu' (1 - \tau^2 \xi^2)\, \xi}{\left[\frac{F'_\gamma(\varrho) + G'_\sigma(\varrho + y)}{4}\right]} d\xi \qquad \text{con } \varrho = \varrho(\xi) \qquad [30]$$

Applicando il metodo di Gauss nella stessa approssimazione usata in *I* la [30] si riduce a

$$\Lambda_{z_A z}(f) = z_o \frac{f^4}{f_\gamma^4} \sum_{o}^{6}{}_i \overline{R}_i \left[\frac{\mu'}{\left(\frac{F'_\gamma + G'_\sigma}{4}\right)}\right]_i \qquad [31]$$

$$\text{con } \overline{R}_i = \tau^2 \xi_i (1 - \tau^2 \xi_i^2) R_i \ ;$$

R_i e ξ_i sono rispettivamente i coefficienti moltiplicativi e i valori degli argomenti ξ secondo Gauss.

I valori $\overline{R}_i$ potranno riuscire utili nell'analisi degli ionogrammi: la tabella III mostra le quantità $\overline{R}_i \cdot 10^2$ per i tre valori di $\tau^2 = 0.40; 0.50; 0.60$.

TABELLA III

	$\overline{R}_i \cdot 10^2$		
ξ_i	$\tau^2 = 0.60$	$\tau^2 = 0.50$	$\tau^2 = 0.40$
0.02545	0.09882	0.08235	0.06591
0.12923	1.0735	0.89602	0.71813
0.29708	3.2227	2.7105	2.1886
0.5	5.3290	4.5714	3.7616
0.70292	5.6643	5.0524	4.3071
0.87077	3.9829	3.7806	3.3936
0.97455	1.6285	1.6565	1.5650

4. *Discussione dei risultati e interpretazione degli ionogrammi sperimentali.*

La idea dominante in questa nota, come anche in *I*, è che, almeno a latitudini temperate, si possano interpretare le note irregolarità e anomalie di quella che viene comunemente chiamata regione F_2 non tanto come anomalie di uno strato F_2 vero e proprio, avente origine nell'irraggiamento ultravioletto del sole, quanto piuttosto alla variabilità con « legge » non ancora identificata di una distribuzione di densità elettronica risultante dalla parziale sovrapposizione di uno strato F_2 « vero » con lo strato F_1 sottostante: così per es., se è vero come ammette Martyn ([7]) che gli elettroni di uno strato posseggono in media una componente verticale di velocità, potrebbero, variando questa, o la sua fase, e contemporaneamente l'intervallo di quote entro cui i due strati si sovrappongono, risultarne apparenti irregolarità ionosferiche; così pure la possibilità che in inverno la densità critica dello strato F_2 « apparente » risulti maggiore che in estate potrebbe giustificarsi osservando che essendo i due massimi di densità N_0 e ν_0 degli strati F_1 e F_2 « vero » più vicini che in estate e sia pure numericamente inferiori, la distribuzione [22] potrebbe ancora, almeno in certi casi raggiungere un massimo di valore più alto che in estate.

Il calcolo dei cammini ottici mediante la [31] non è questa volta semplice come in *I* in quanto l'effettivo spessore dello strato F_2 non compare come semplice fattore moltiplicativo né la forma della distribuzione [22] è « a priori » approssimabile con quella di una curva più semplice: sebbene la [22] stessa possa ridursi in certi casi e entro determinati intervalli di quote a una distribuzione approssimativamente lineare oppure parabolica ovvero anche sensibilmente costante, non si può tuttavia affermare quando, nelle condizioni ionosferiche in cui si è ottenuto uno ionogramma, sia lecito poter considerare in luogo della [22] una determinata distribuzione semplice (quale per es. è stato talvolta necessario introdurre *empiricamente* nell'interpretazione dei nostri ionogrammi).

Noi qui discuteremo brevemente la possibilità che una applicazione semplificata dalla [31] possa, pur senza eccessiva precisione, consentire un esame degli ionogrammi.

Come si è visto nel paragrafo precedente si possono dare varie possibilità di sovrapposizione: se $N(\rho)$ è crescente o non decrescente in tutto l'intervallo di definizione allora la frequenza critica f_γ dello strato F_2 vero è senz'altro misurabile da terra e coincide con quella che ordinariamente viene detta frequenza critica dello strato F_2; resta

allora da determinare il solo valore di σ; nel caso invece che N (ϱ) abbia un massimo relativo può risultare sia $\varphi_c < f_\gamma$ cioè $\gamma > \frac{\varphi_c^2}{f_c^2}$ e allora dovrebbero osservarsi sullo ionogramma due frequenze critiche, sia $\varphi_c > f_\gamma$ e quindi

$$\gamma < \frac{\varphi_c^2}{f_c^2} .$$

Vogliamo ora considerare uno ionogramma e sia quello di fig. 2

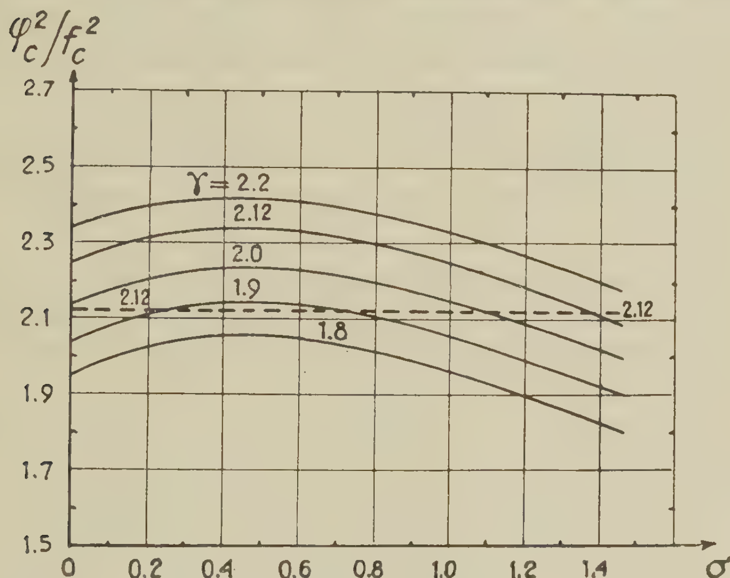


Fig. 5 - Per $\sigma > 1.49$ non c'è massimo relativo di densità.

già considerato nel paragrafo 2. Per esso abbiamo

$$z_0 = 91.6 \text{ Km} \qquad f_c = 4.5 \; MHz/s \qquad y = -\frac{a}{z_0} = 0.49 \; ;$$

possiamo allora tracciare una serie di grafici in sui si riportano i valori di φ_c^2/f_c^2 che corrispondono al massimo di $N(\varrho)$ (quando esiste) e cioè, nel caso considerato, per $\sigma < 1.49$) in funzione di σ e assumendo γ come parametro (fig. 5); si deducono da essi le due possibilità « a priori »

$$\varphi_c = f_\gamma \qquad \gamma = 2.12 \qquad \sigma > 1.49 \qquad [32]$$

oppure

$$\varphi_c > f_\gamma \qquad 1.88 \leq \gamma \leq 2.12 \qquad \sigma < 1.38 \qquad [33]$$

L'eventualità che sia $1.38 < \sigma < 1.49$ è subordinata alla esistenza di due frequenze critiche e sarebbe allora immediatamente discriminabile sullo ionogramma. Ammettiamo di trovarci nel caso [33]; calcolando mediante la [31] l'altezza virtuale corrispondente a una frequenza determinata f per ogni coppia di valori γ e σ compatibili colla [33] stessa, si può, in teoria, stabilire quella coppia cui corrisponde il valore di $h'(f)$ fornito dall'esperienza; se non esiste una coppia di valori σ e γ che soddisfacendo le condizioni [33] dia l'esatto valore $h'(f)$ allora ci si troverà nelle condizioni [32] e, scegliendo opportunamente i valori di σ e γ, deve ancora essere possibile ottenere un valore teorico di $h'(f)$ coincidente con quello sperimentale. Può e, nel caso pratico deve, essere effettuato il controllo che la coppia di valori σ_0 e γ_0 così determinati dia il valore corretto di $h'(f)$ per altre frequenze.

Interpretando lo ionogramma 2 nel modo sopra esposto risultano

$$\zeta_0 = 0.7 \quad z_0 = 64.1 \text{ Km} \qquad \gamma = 1.89 \qquad f_\gamma = 6.19 \ MHz/s$$

Le altezze $h'(f)$ calcolate per le frequenze $f = 4.14$, 5.07 e 6.21 MHz/s mediante le [31] e [27] coincidono con i valori sperimentali entro qualche chilometro cioè entro gli errori.

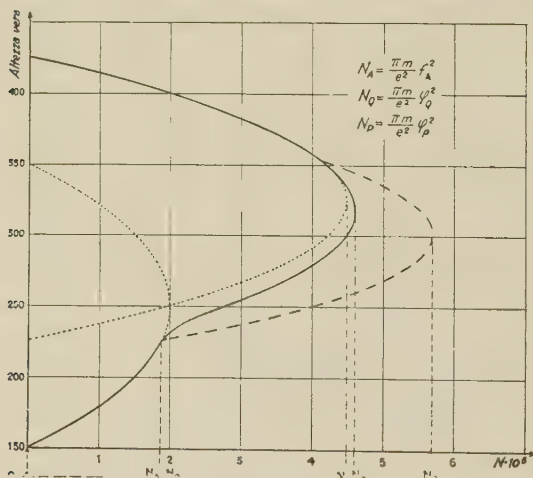


Fig. 6

Si nota che la differenza $\varphi_c - f_\gamma$ è di 0.36 MHz/s: essa non è grande però al variare dei parametri a, z_0, ζ_0 e f_γ può risultare anche notevolmente maggiore.

Vogliamo ora considerare il nostro problema di interpretazione da un diverso punto di vista: esamineremo quantitativamente un caso teorico particolare di ionosfera in cui sia

$$h_{01} = 150 \text{ Km} \qquad z_0 = 100 \text{ Km} \qquad f_c = 4 \ MHz/s \qquad \zeta_0 = 100 \text{ Km}$$

$$f_\gamma = \sqrt[4]{5}\, f_c = 5.98 \ MHz/s \qquad a = -25 \text{ Km} \qquad f_A = 3.87 \ MHz/s$$

e supporremo valida la legge di sovrapposizione delle densità [17] nella zona ove tale sovrapposizione si manifesta e le [18] altrove (fig. 6).

L'altezza virtuale calcolata è rappresentata dalla curva di fig. 7; per confronto nella fig. 6 e 7 sono indicate in linee tratteggiate la densità δ (l) espressa dalla [23] di *I* quale si ha nel caso di sovrapposizione lineare e l'altezza virtuale corrispondente a tale distribuzione;

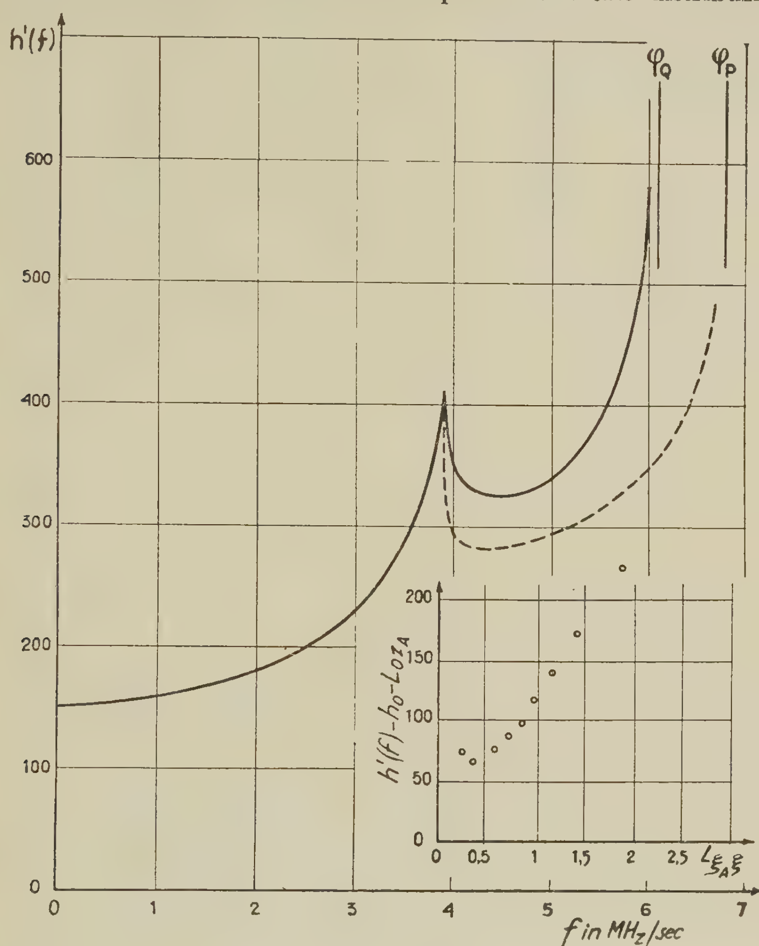


Fig. 7

le linee a tratto continuo per $f > f_A$ e $N < N_A$ danno invece la densità N secondo la [17] e l'altezza h' (f) ad essa distribuzione corrispondente. Si constata la sensibile differenza nelle frequenze critiche φ_Q e φ_P nell'andamento della h' (f). Consideriamo ora la curva cui corrisponde la frequenza critica φ_Q come uno ionogramma sperimentalmente ottenuto: se cerchiamo di interpretarlo usando il metodo proposto in *I* prendendo naturalmente per φ_c il valore φ_Q otteniamo

un andamento della equazione [13] (linea a punti di fig. 7) del tutto simile a quello ottenuto dallo ionogramma sperimentale di fig. 2.

L'inconveniente del metodo di interpretazione sopra accennato è di richiedere un tempo considerevole pur limitando a sole due frequenze per ogni ionogramma il calcolo della [31]; d'altra parte la validità di un qualunque modello di ionosfera va confortata dall'esame accurato di una sufficiente statistica di casi. È probabile che misure collaterali di assorbimento possano semplificare la pratica applicazione della [31]; va però notato che verrebbe così ad introdursi come ulteriore parametro la frequenza di collisione tra elettroni e molecole il cui andamento in funzione dell'altezza non può ritenersi conosciuto con sufficiente precisione.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Settembre 1953.

RIASSUNTO

Si calcola il cammino ottico per un'onda elettromagnetica riflessa da uno strato di Chapman di semispessore 2.5H (H = *scala delle altezze*); *dal confronto dei risultati con quelli ottenuti in una precedente nota mostra che tale strato è approssimato nella sua metà inferiore da uno strato parabolico di semispessore* $z_0 = 1.5H$.

Si constata la inadeguatezza del metodo di analisi sviluppato nella nota precedente per quegli ionogrammi nei quali gli strati F_1 *e* F_2 « *vero* » *sono parzialmente sovrapposti. Si studia la distribuzione di densità ionica nella regione di sovrapposizione prendendo in considerazione la ricombinazione tra ioni ed elettroni e si mostra che il modello di sovrapposizione lineare va sostituito da uno più complesso in cui la densità elettronica vale* $N = [N_1^2 + N_2^2]^{1/2}$ (N_1, N_2 *densità elettroniche negli strati* F_1 *e* F_2 *ove essi esistessero indipendentemente). Da un primo confronto tra risultati teorici e sperimentali sembra che il modello possa consentire una migliore approssimazione degli ionogrammi.*

SUMMARY

In this paper we calculate the « optical path » for an electromagnetic wave which penetrates and is reflected by a Chapman's layer having a « semithickness » 2.5H (H = *scale height*): *a comparison of the results with those obtained in a preceding paper shows that such a model is well approximated in its lower half by a parabolic layer of semithickness* $z_0 = 1.5H$.

We ascertain the inadequacy of the method of analysis of the ionograms explained in the preceding paper for those ionograms in which the F_1 *and the « true »* F_2 *layers are partially superposed. We study the electronic density distribution in the superposition region considering the recombination of the electrons and the ions and ascertain that the model of linear superposition used in the preceding paper must be replaced by a more complicated model in which the electronic density is* $N = [N_1^2 + N_2^2]^{1/2}$ (N_1 *and* N_2 *are the densities of the* F_1 *and the « true »* F_2 *layers if they are independent). A preliminary comparison of the theoretical and experimental results seems to give a better interpretation of the ionograms.*

BIBLIOGRAFIA

(1) MARIANI F., Ann. Geof. 1953, 6, 21.
(2) RATCLIFFE J. A., J. of Geophysical Res. 1951, 56, 463.
(3) RATCLIFFE J. A., J. of Geophysical Res. 1951, 56, 487.
(4) CHAPMAN S., Proc. Phys. Soc. 1931, 43, 26 e 433.
(5) LEPECHINSKY D., J. of Atmosph. Terr. Phys. 1951, 1, 278.
(6) PIDDINGTON J. H., J. of Geophysical Res. 1951, 56, 408.
(7) MARTYN D. F., Proc. Roy Soc. 1947, A 189, 241.
(8) BATES D. R. - MASSEY H. S. W., Proc. Roy. Soc. 1946, 187, 261.
(9) APPLETON E. V., J. of Atmosph. Terr. Phys. 1953, 3, 282.

L'ATTUALE DEFORMAZIONE DELLA CROSTA TERRESTRE (*)

SILVIO POLLI

Premesse. — In precedenti lavori, indicati nella bibliografia, è stato messo in evidenza un procedimento che consente di misurare i lenti movimenti verticali della superficie terrestre indipendentemente dalla variazione del livello medio marino e dagli spostamenti verticali costieri. Il metodo dà pertanto misure che hanno un grado di assolutismo superiore a quelle che si ottengono prendendo come superfici di riferimento piani passanti per caposaldi della costa oppure livelli medi marini.

Esso si basa sulla determinazione della differenza fra le velocità del movimento verticale medio di tutti i mari e quello di una data stazione mareografica. Questa differenza dà lo spostamento verticale assoluto (in senso largo) del caposaldo mareografico nell'intervallo di tempo considerato. Quale applicazione di questo procedimento sono stati calcolati gli spostamenti verticali attuali dei caposaldi costieri per tutte le stazioni mareografiche di tutti i mari. Il calcolo è stato eseguito per periodi decennali nell'intervallo 1871-1940. Presentiamo nella tabella allegata un estratto dei valori riguardanti il cinquantennio 1891-1940.

Il materiale. — Sono state prese in considerazione tutte le stazioni mareografiche che disponevano di regolari serie di registrazioni per almeno un periodo continuo di 10 anni compreso nell'intervallo 1891-1940. Nel caso di due o più siti vicini e con registrazioni simili si scelse quello più regolare e significativo. Risultarono così selezionate 110 stazioni distribuite lungo tutti i mari e comprese tra i 64° di latitudine Nord (Rönnskär, Finlandia) ed i 48° di latitudine Sud (Deseado, Argentina). Molto scarse sono le stazioni nell'Africa, specialmente meridionale, e nell'America del Sud. Inutilizzabili al nostro scopo sono le brevi serie mareografiche eseguite dalle diverse spedizioni

(*) Comunicazione presentata al Convegno dell'Associazione Geofisica Italiana, tenuto a Roma il 17-18 giugno 1953.

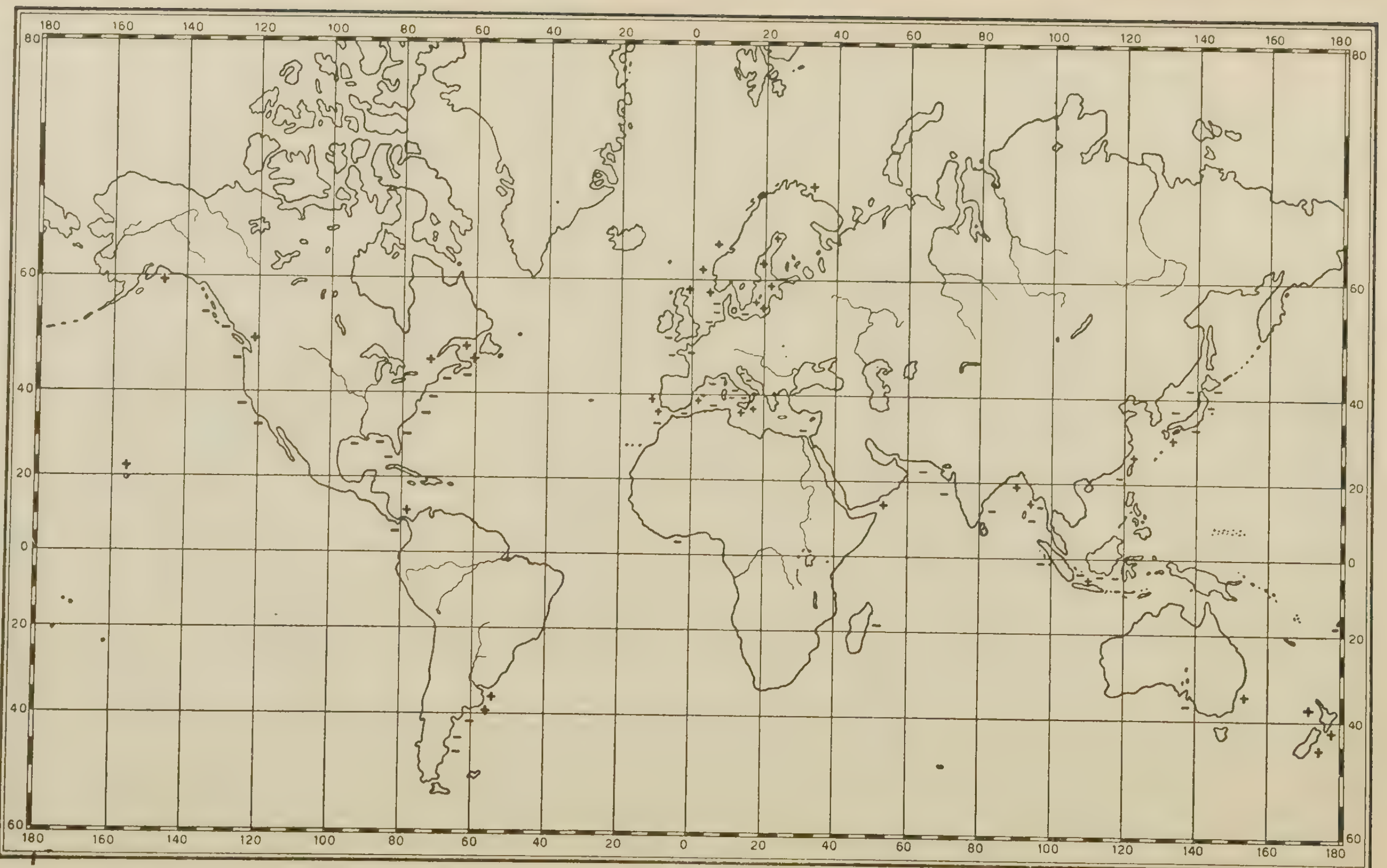


Fig. 1 - Gli attuali spostamenti verticali costieri (+ innalzamento, — abbassamento).

polari a latitudini superiori (in valore assoluto) a quelle sopraindicate. Si vedrà più avanti quanto preziosi potrebbero essere i dati di queste zone. Per evidenti ragioni di calcolo dei valori medi è necessario disporre di una distribuzione uniforme delle stazioni mareografiche lungo le coste di tutti i mari. Pertanto le stazioni vicine furono raggruppate secondo zone costiere o secondo mari, attribuendo ad ogni zona il valore medio di quelli corrispondenti alle singole località. I valori medi degli spostamenti verticali delle zone considerate, in cm per decennio, figurano nella stessa tabella allegata.

Il procedimento di ricerca. — Segnando su di un globo terrestre o su di una sua rappresentazione piana con un segno — le zone in fase di abbassamento e con un segno + quelle in fase di sollevamento, si vede che le prime sono più frequenti lungo una larga fascia equatoriale compresa circa fra i 45° di latitudine Nord e i 45° di latitudine Sud, mentre le seconde, cioè i sollevamenti, sono più numerosi fuori di tale fascia, cioè nelle due calotte polari situate sopra e sotto i 45° di latitudine Nord, rispettivamente Sud.

Questa visione qualitativa è confermata anche quantitativamente dai seguenti calcoli numerici. Si determini, partendo dai dati della tabella, la media aritmetica dei valori degli spostamenti (considerati con il loro segno algebrico) di tutte le zone comprese nelle due calotte polari situate a Nord e a Sud delle latitudini di 45° N e di 45° S. Si otterrà il valore + 0,3 mm/decennio, corrispondente pertanto ad un sollevamento generale delle terre situate nelle due calotte polari.

Determinando invece, in modo analogo, lo spostamento verticale medio di tutte le regioni costiere comprese tra i paralleli di 45° Sud e Nord, cioè situate nella fascia equatoriale, si avrà il valore — 0,2 mm/decennio, corrispondente ad un abbassamento generale delle zone continentali che si trovano in questa fascia.

Ripetendo gli stessi calcoli per le zone equatoriali comprese tra le latitudini di ± 55°, ± 50°, ± 40°, ± 35°, ± 30°, e per le corrispondenti calotte complementari si ottengono i valori della seguente tabellina:

Spostamenti verticali in mm/ decennio
(+ innalzamento, — abbassamento)

Zona	Latitudini limiti tra la fascia equatoriale e le calotte polari					
	±55°	±50°	±45°	±40°	±35°	±30°
Polare	+1,70	+0,51	+0,32	+0,12	+0,09	+0,09
Equatoriale	—0,23	—0,24	—0,20	—0,18	—0,28	—0,33

Spostamenti verticali decennali dei caposaldi costieri
(+ innalzamento, — abbassamento)

	1891-00	1901-10	1911-20	1921-30	1931-40	1891-40
	cm	cm	cm	cm	cm	cm
Fennoscandia	+2,8	+5,2	+3,9	+6,0	+0,5	+3,7
Lettonia	—4,2	+8,0	+0,4	—1,6	—	+0,7
Germania	—3,3	+0,3	+1,2	—0,7	+2,1	—0,1
Olanda	—2,0	—3,2	—0,6	+1,1	+2,8	—0,4
Inghilterra	+0,1	—2,4	—	—3,0	+1,4	—1,0
Francia W	+1,4	—5,5	+0,9	—1,3	—1,6	—1,2
Francia S	+0,2	+0,5	+0,2	—0,6	—2,6	—0,5
Spagna	+1,7	+4,9	—4,2	+3,3	—	+1,4
Portogallo	—	—	+4,3	+4,4	+2,5	+3,7
Azzorre	—	—	+0,8	—1,6	—	—0,4
Corsica	—	—	—	+0,1	—	+0,1
Sardegna	—	—0,9	0	—2,1	—	—1,0
M. Tirreno	—0,2	—0,3	—1,1	—0,9	+0,6	—0,4
Sicilia	—	+0,9	—0,5	—	—	+0,2
M. Adriatico	—0,3	—1,4	—0,7	—0,6	—1,6	—0,9
Canale Suez	—	—	—	—	+0,1	+0,1
Algeria	+0,8	—0,9	+1,5	—4,8	+1,3	—0,4
Marocco	—	—	—	—	—0,7	—0,7
Costa d'Oro	—	—	—	—	—3,4	—3,4
Argentina	—	—	+1,2	—2,5	—0,2	—0,5
USA - S	—	—	—2,8	—1,6	—3,6	—2,7
USA - E	—	—0,1	—2,2	+0,5	—3,8	—1,4
Alaska	—	—	—	—0,7	+2,1	+0,7
USA - W	—	—1,6	+1,3	—1,4	—1,1	—0,7
Canadà E	—	+0,9	+0,3	+0,4	+0,3	+0,5
Canadà W	—	—	+0,3	—0,3	—	0
Balboa	—	—	+0,9	—0,4	—2,8	—0,8
Cristobal	—	—	+1,7	+2,5	+1,5	+1,9
Hawai	—	—	+0,3	+1,0	+1,5	+0.9
Nuova Zelanda	—	—	—2,6	+2,4	+0,3	0
Australia	+1,4	—2,8	+3,5	+2,1	—0,7	+0,7
Madagascar	—	—	—	—	+0,6	+0,6
Arabia	+0,2	+1,6	+0,3	—	—	+0,7
India	+1,4	—0,5	0	0	+1,0	+0,4
Burma	+2,0	—2,1	—1,6	+2,4	+3,4	+0,8
Is. Andamane	—2,1	—1,4	—0,8	—	—	—1,4
Indie SE	—	—	—	—0,8	—	—0,8
Giappone	—	0	—2,2	—2,5	—	—1,6
Formosa	—	—	—1,2	+1,2	—	0

Dall'esame di questa tabellina risulta quanto segue:

1) In tutti i sei casi di divisione della superficie terrestre ora considerati si ha sempre un sollevamento della crosta stessa nelle zone polari ed un abbassamento nella fascia equatoriale.

2) Il sollevamento medio per le calotte polari è dell'ordine di 0,3 mm/decennio, l'abbassamento equatoriale è dello stesso ordine.

3) Il sollevamento massimo ai due poli è di quasi 0,5 mm/decennio, l'abbassamento massimo all'equatore risulta pure di quasi 0,5 mm/decennio.

Conclusioni. — Attualmente la crosta terrestre subisce una deformazione corrispondente ad una diminuzione dello schiacciamento lungo l'asse polare. Essa tende ad avvicinarsi alla forma sferica. L'aumento del diametro polare risulta di quasi 1 mm per decennio, dello stesso ordine risulta la diminuzione del diametro equatoriale. Tutto ciò potrebbe essere in relazione con la diminuzione della pressione esercitata dai ghiacciai sulle calotte polari in corrispondenza alla loro attuale notevole fase di fusione.

Trieste — Istituto Talassografico — Giugno 1953.

RIASSUNTO

Sulla base dei dati mareografici di tutte le stazioni della Terra si mette in evidenza come attualmente la crosta terrestre si deformi con tendenza a diminuire lo schiacciamento lungo l'asse polare. L'aumento del diametro polare risulta di quasi 1 mm per decennio, la diminuzione del diametro equatoriale è dello stesso ordine.

SUMMARY

On the basis of marinographical data from all the stations of the Earth, it is shown how the terrestrial crust is actually deforming with a tendency to diminish the shortening along the polar axis. The increase in the polar diameter has become about 1 mm for every ten years, and the decrease in the equatorial diameter is of the same order.

BIBLIOGRAFIA

POLLI S.: *Livello medio del mare nella livellazione di precisione.* Boll. Soc. Adr. Sc. Nat., XLII (1946), 52-56, Trieste.

POLLI S.: *Il graduale aumento del livello marino determinato per 30 porti del Mediterraneo.* Boll. Soc. Adr. Sc. Nat., Trieste, vol. XLII, 1946.

POLLI S.: *Gli attuali movimenti verticali delle coste italiane.* Tecnica Italiana, Trieste, N.S., 4, 1947.

POLLI S.: *Registrazioni dei bradisismi costieri.* Geofisica pura e applicata, Milano, vol. XII, fasc. 3-4, 1948.

POLLI S.: *Misura dei lenti movimenti verticali della superficie terrestre.* Riun. Ass. Geofis. Ital., 10-11 giugno 1952.

POLLI S.: *Gli attuali movimenti verticali delle coste continentali.* Annali di Geofisica, vol. V, n. 4, 597-602, 1952.

MISURA DELLA RADIOATTIVITÀ ATMOSFERICA CON EMULSIONI NUCLEARI

E. Moraschinelli

È noto che le sostanze radioattive contenute nell'aria si trovano in gran parte ancorate alle particelle che costituiscono l'aerosol atmosferico. Per la misura della radioattività atmosferica si ricorre perciò sovente alla separazione di tali sostanze da volumi noti di aria, e poi alla misura della loro attività con uno dei metodi che sono normalmente impiegati per le sostanze solide.

La separazione può essere ottenuta sia mediante aspirazione dell'aria attraverso filtri che trattengono le particelle solide di dimensioni superiori ad un certo limite ([1]), sia con la precipitazione elettrostatica in una scarica ad effluvio fra un elettrodo a punta e uno piano ([2]). Di questo secondo metodo fa uso l'apparecchio di G. Aliverti per la misura quantitativa della radioattività dell'aria ([3]).

L'apparecchio che viene qui descritto è basato sullo stesso principio e in un certo senso si può ritenere una modifica di questo, resa possibile dalla recente produzione di lastre fotografiche adatte per misure di radioattività.

Un volume noto di aria, aspirato a velocità costante attraverso l'apparecchio, viene privato delle particelle solide alle quali sono ancorate le sostanze radioattive. Con il metodo Aliverti l'esame della radioattività del deposito ottenuto viene eseguito misurando con una camera di ionizzazione il decadimento della sua attività; in questo caso invece, ponendo il deposito in contatto con l'emulsione sensibile di una lastra nucleare si ha una registrazione delle particelle α emesse durante il suo decadimento. Dopo lo sviluppo dell'emulsione il suo esame microscopico permette di determinare la quantità e, approssimativamente, anche la natura delle sostanze depositate.

Con questo metodo si possono ottenere praticamente soltanto valori relativi della radioattività atmosferica; però questi sono i soli che interessano quando si voglia studiare l'andamento di tale radioattività col tempo, o in diversi luoghi. La misura consiste nel contare le tracce su una limitata superficie dell'emulsione, scelta in modo opportuno.

L'impiego di lastre nucleari per la misura della radioattività atmosferica presenta alcuni vantaggi rispetto agli altri metodi comunemente impiegati. Trattandosi di attività molto piccole, la proprietà integratrice dell'emulsione permette di ottenere una maggior precisione nella misura. Inoltre, osservando l'emulsione al microscopio, è facile riconoscere fra le tracce quelle prodotte dalla disintegrazione del *Th C'* che hanno una lunghezza di 46,6 μ [4], mentre le altre arrivano al massimo a 38,4 μ (*Ra C'*). Questo fatto permette di valutare approssimativamente il contenuto di elementi della famiglia del torio nell'atmosfera.

Infine, vantaggio non trascurabile, l'apparecchio può essere facilmente trasportato da un luogo all'altro per rilievi radioattivi, poiché le lastre impiegate nella misura possono essere conservate per lo sviluppo e l'osservazione in un secondo tempo.

Apparecchio. — L'aria da esaminare viene aspirata con un aspiratore, azionato da un motorino elettrico o a molla, attraverso un tubo di materiale isolante (plexiglas) della lunghezza di 25 cm e di sezione rettangolare di 1,5 × 2,5 cm. Nel raccordo fra questo tubo e l'aspiratore è inserito un anemometro, che permette di determinare la quantità di aria fluita attraverso l'apparecchio.

Lungo il tubo, a 5 e a 15 cm dall'ingresso, sono posti due precipitatori, costituiti ognuno da una fila di 5 punte di acciaio che entrano attraverso fori praticati traversalmente in una parete, penetrando per 5 mm nell'interno. Di fronte ad esse, nella parete opposta è praticata un'apertura di 2,5 × 2,5 cm nella quale viene posta una lastrina di ottone, in modo di chiuderla ermeticamente.

Si vedrà più avanti come la funzione del secondo precipitatore, a valle del primo, sia quella di permettere la determinazione dell'efficienza del primo nella precipitazione delle sostanze radioattive, e di fornire così una taratura dell'apparecchio, indispensabile per eseguire le misure.

Le lastrine di ottone che fungono da elettrodo piano dei precipitatori sono fissate con una molla, e possono essere facilmente sostituite: di queste bisogna disporre una certa riserva, il cui numero dipende dal programma di misure che si vogliono eseguire.

Le lastre fotografiche vengono conservate in una scatola di legno a tenuta di luce. Qualsiasi tipo di emulsione sensibile alle particelle α può essere impiegato: ottime si sono mostrate le C_2 e le E_1 Ilford con emulsione da 50 μ e dimensioni 2,5 × 12,5 cm. Esse vanno pre-

disposte nella cassetta con l'emulsione rivolta in posizione facilmente riconoscibile. Quando si è ottenuto il precipitato radioattivo su un elettrodo, si porta questo nel più breve tempo possibile, e comunque sempre uguale, in contatto con l'emulsione, alla quale si mantiene aderente con un elastico di gomma, o con una molletta di acciaio.

Se le misure vengono fatte in campagna, questa operazione può essere fatta mantenendo la scatola delle lastre in una custodia di panno nero, nella quale si infilano le mani per eseguire tutte le operazioni senza esporre alla luce le emulsioni sensibili.

Per la precipitazione si applica agli elettrodi del precipitatore una differenza di potenziale di alcune migliaia di volt. La velocità di precipitazione è tanto maggiore quanto più questo potenziale è elevato, ed è massima quando si fa uso di tensione continua con punte negative [5]. Ad es. un deposito sufficiente per fare una misura si ottiene, con un flusso di aria di 1 litro/min e tensione alle punte di 10 kVolt, con una precipitazione della durata di 15 minuti.

In campagna il precipitatore può essere alimentato con un generatore portatile a pile e oscillatore elevatore di tensione [6]. Se invece si ha a disposizione la corrente alternata della rete, un piccolo alimentatore, costituito da un trasformatore del tipo impiegato negli impianti per insegne luminose da 10 watt, $6 \div 7$ kVolt, seguito da un diodo raddrizzatore (es. 1B3 Fivre) e da un condensatore di livellamento, può fornire la tensione continua richiesta.

Misura. — Messo in funzione l'aspiratore, si chiude il circuito che dà la tensione al precipitatore per la durata desiderata; poi si toglie l'elettrodo piano e lo si appoggia alla lastra fotografica, lasciandovelo un tempo sufficiente per permettere il decadimento completo dell'attività del deposito. Poiché le sostanze radioattive contenute nell'atmosfera sono limitate, almeno quelle naturali, ai prodotti di disintegrazione delle emanazioni di radio e di torio, basta tener conto del più lungo dei periodi di tali sostanze, che è quello del *Th B*, di 10,6 ore.

Il completo decadimento del *Th B* e dei suoi prodotti successivi in equilibrio transiente con esso, avviene praticamente in un intervallo di $40 \div 50$ ore. Le lastre devono essere perciò lasciate a contatto dell'elettrodo almeno due giorni prima di procedere allo sviluppo: questo viene poi eseguito secondo le istruzioni della Ilford, e non offre particolari difficoltà.

Per contare le tracce delle particelle α nell'emulsione si usa un microscopio munito di tavolino traslatore, con un ingrandimento di $400 \div 500$ x. La discriminazione delle particelle α del *Th C'* può essere fatta ricorrendo alla loro misura con un oculare contenente una scala tarata. Naturalmente col microscopio si osservano le proiezioni orizzontali delle tracce: le più inclinate nell'emulsione vengono senz'altro escluse da questa classificazione a parte. Però si vedrà più avanti come il numero delle tracce con componente orizzontale tale da poter essere attribuite al *Th C'* sia sufficiente per una valutazione approssimata del contenuto di questo elemento nel deposito.

Taratura dell'apparecchio. — La taratura permette di stabilire quale percentuale di portatori radioattivi viene separata dall'aria che fluisce attraverso l'apparecchio. Questa percentuale dipende dalle condizioni di funzionamento, cioè dalla tensione usata per la precipitazione e dalla velocità di aspirazione dell'aria: la taratura deve perciò essere rifatta ogni volta che vengono cambiati questi parametri.

Poiché in pratica è facile mantenere costante la tensione al precipitatore, mentre la velocità di aspirazione che dipende, fra l'altro, anche dalla pressione atmosferica, può risultare diversa da una misura all'altra, è conveniente tracciare preventivamente una curva di taratura, come suggerito da G. Aliverti [3]. Per un determinato valore della tensione al precipitatore, si valuta, col metodo indicato più sotto, la percentuale dei portatori radioattivi precipitati X, in funzione della velocità di aspirazione V. Entro ampie variazioni della velocità, questa funzione è rappresentata da una retta, che può essere tracciata con la misura di due sole coppie di valori di X e V.

L'operazione di taratura viene eseguita collegando in parallelo i due precipitatori e impressionando due lastre con i depositi ottenuti simultaneamente. Il conteggio delle tracce su una certa zona dell'emulsione della seconda lastra (quella corrispondente al precipitatore a valle), darà un numero n_2 di tracce per unità di superficie inferiore alle n_1 della prima lastra. Il calcolo di X si esegue nel seguente modo. Sia N il numero di portatori radioattivi per cm^3 di aria: il primo precipitatore ne deposita $NX = kn_1$. Al secondo precipitatore giunge aria contenente soltanto $N(1\text{-}X)$ portatori per cm^3: di questi ne vengono precipitati $N(1\text{-}X)X = kn_2$. Dal rapporto fra queste due relazioni si ricava il valore di X:

$$X = 1 - n_2/n_1$$

La costante k è uguale per le due lastre se si ha cura di scegliere per l'esplorazione una superficie di emulsione situata in posizione corrispondente rispetto alle punte dei precipitatori.

Contenuto relativo di elementi della famiglia del torio. — Mediante la misura della lunghezza delle tracce nell'emulsione è possibile costruire uno spettro dei percorsi che permette di riconoscere gli elementi presenti nel deposito e ricavare la quantità relativa di ciascuno di essi [7]. Questa operazione è alquanto laboriosa, perché la lunghezza di ogni traccia deve essere ricavata misurando la sua proiezione orizzontale e la sua penetrazione nell'emulsione, mettendo a fuoco successivamente il primo e l'ultimo grano di essa, e correggendo la componente verticale per tener conto della contrazione della gelatina dopo lo sviluppo.

Come si è visto, il maggior percorso nell'emulsione delle particelle α del $Th\ C'$ permette di riconoscere le loro tracce e valutare approssimativamente il contenuto relativo di ThC', e quindi di $Th\ C$ e $Th\ B$, nel deposito.

Poiché l'apparecchio descritto serve per misure relative della radioattività dell'aerosol atmosferico, la percentuale di tracce con componente orizzontale di lunghezza maggiore di 38,4 μ già per se stessa è sufficiente per seguire l'andamento del rapporto fra gli elementi delle due famiglie nell'atmosfera. Lo stesso rapporto per gli elementi presenti nel deposito alla fine della precipitazione, può essere calcolato determinando prima il numero delle tracce di $Th\ C'$ nell'emulsione. G. Imbò e L. Casertano [8] e J. H. Poole e C.M.E. Mattews [9] hanno risolto il problema di calcolare il numero di tracce di un dato percorso conoscendo il numero di quelle con proiezione orizzontale maggiore di un certo limite. In questo caso, trattandosi di un deposito radioattivo infinitamente sottile, tale cioè da non assorbire parte dell'energia delle particelle emesse nello spessore stesso del deposito, il calcolo risulta particolarmente semplice.

Se θ è l'angolo compreso fra la direzione di una traccia e la sua proiezione nel piano della gelatina, all'osservazione microscopica vengono riconosciute come tracce del $Th\ C'$ soltanto quelle che penetrano nell'emulsione con un angolo inferiore a 34° 30′. Infatti la condizione per la discriminazione è:

$$46{,}6 \cos \theta > 38{,}4 \qquad \text{da cui} \quad \theta < 34^{\circ}\, 30'$$

Sia N' il numero delle tracce discriminate su un totale N'' di tracce contate: le tracce del $Th\,C'$ saranno $N'P$ dove P è il rapporto tra 2π e l'angolo solido con generatrici $\theta = 0$ e $\theta = 34^\circ\,30'$: $P = 1{,}76$.

Il numero N''-N' delle tracce con lunghezza inferiore a 38,4 μ deve essere corretto per tener conto di quelle tracce che sfuggono all'osservazione perché hanno θ uguale o vicino a 90°. Per questa correzione è stato determinato sperimentalmente un fattore $K = 1{,}15$.

Il numero delle tracce del $Th\,C'$ sta a quelle del $Th\,C$ nel rapporto costante 66,3/33,7. Il $Th\,B$ emette una particella β nella trasformazione $Th\,B \xrightarrow{\beta} Th\,C$ e successivamente una particella α nella trasformazione $Th\ C \xrightarrow{\alpha} Th\ C''$ oppure $Th\ C \xrightarrow{\beta} Th\ C' \xrightarrow{\alpha} Th\ D$: perciò ogni elemento delle due serie si trasforma in elemento stabile con l'emissione di una sola particella α, ad eccezione del $Ra\ A$, che potrebbe dare nell'emulsione due tracce aventi un punto di emissione comune. Tracce di questo tipo non sono state osservate nelle misure fatte finora con questo apparecchio, e anche in lavori analoghi ([7,11]) è stata notata la loro mancanza. Il rapporto R fra gli elementi della famiglia del torio ($Th\ B + Th\ C$) e quelli della famiglia del radio presenti nel deposito alla fine della precipitazione è dato da:

$$R = N'P(1 + 33{,}7/66{,}3)\,/\,[\,(N'' - N')\,K + N' + N'\,P\,(1 + 33{,}7/66{,}3)]$$

Per risalire al valore di questo rapporto nell'atmosfera, bisognerebbe supporre, come si fa generalmente, che gli elementi delle due serie si trovino sull'aerosol in equilibrio radioattivo fra loro. Dai risultati di ricerche eseguite in questo Istituto con vari metodi [10], sembra che questa condizione non sia verificata per le sostanze ancorate all'aerosol e precipitate elettrostaticamente; come conseguenza il valore di R calcolato risulterebbe affetto da un errore difficilmente valutabile.

Colgo l'occasione per ringraziare il Prof. O. Specchia, direttore dell'Istituto di Fisica dell'Università di Pavia, per l'interesse mostrato per questo lavoro, e la Prof. G. Aliverti per i preziosi consigli e le discussioni sull'argomento.

Pavia — Istituto di Fisica dell'Università — Luglio 1953.

RIASSUNTO

Viene descritto un metodo per la misura della radioattività atmosferica con l'impiego di lastre fotografiche per ricerche nucleari. Le sostanze radioattive vengono separate dall'aria mediante precipitazione elettrostatica su un elettrodo piano, il quale viene in seguito appoggiato sull'emulsione sensibile, per ottenere una registrazione delle particelle α emesse. L'esame microscopico dell'emulsione permette di determinare il valore relativo della radioattività atmosferica e di discriminare gli elementi della famiglia del torio da quelli della famiglia dell'uranio-radio.

SUMMARY

A method of measuring atmospheric radioactivity by the employment of nuclear emulsions is described. The radioactive components are separated from the air by electrostatic separation into an electrode plate, following which, the plate is placed on the sensitive emulsion in order to obtain a registration of the emitted alpha particles. From a microscopic examination of the emulsion one determines the relative amount of the atmospheric radioactivity and it is also possible to discriminate the elements of the thorium family from those of the uranium-radium family.

BIBLIOGRAFIA

(1) J. H. Harley: Nucleonics 11, 12, (luglio 1953).

(2) A. Sella: Rend. Acc. Lincei, XI, 58, 242, (1902).

(3) G. Aliverti: N. Cim., 8, 233, (1931); N. Cim., 9, 313, (1932).

(4) J. P. Longchamp: J. Phys. Rad., 14, 89, (1953).

(5) G. Aliverti: N. Cim., 12, 26, (1935); E. Moraschinelli: Rend. Ist. Lomb., 86, 53, (1953).

(6) E. Moraschinelli: Rend. Ist. Lomb., 86, 281, (1953).

(7) E. Moraschinelli: N. Cim., 10, 1341, (1953).

(8) G. Imbò, L. Casertano: Ann. Geof., 3, 475, (1950); 5, 1, (1952).

(9) J. H. Poole, C. M. E. Mattews: Sci. Proc. Roy. Dublin Soc., 25, 305, (1951).

(10) E. Moraschinelli: Rend. Ist. Lomb., 84, 293, (1951); N. Cim., 10, 1341, (1953).

(11) R. Siksna: Ark. Geophys., 1 (6), 123, (1950).

IL TERREMOTO SARDO DEL 13 NOVEMBRE 1948

Francesco Peronaci

Il 13 novembre 1948 alle $9^h 52^m$ ca. T.M.G. fu avvertita in tutta la Sardegna settentrionale una scossa di terremoto che produsse danni agli edifici situati nei paesi circostanti la zona di Tempio Pausania; particolarmente colpiti risultarono Aggius, Trinità, Badesi. Dal 13 novembre in poi vennero avvertite una ventina di repliche con intensità via via decrescente, e tra esse le più intense furono quelle del 16 alle $22^h 55^m$, del 21 alle 22^h, dell'8 dicembre alle $4^h 35^m$ e alle $13^h 15^m$ tutte valutate sul 4°-5° della scala Mercalli.

Il periodo sismico produsse grande allarme sulla popolazione locale, tanto più che la Sardegna, pur essendo vaste zone di essa occupate da rocce terziarie di carattere eruttivo, è da ritenersi terra pochissimo soggetta a fenomeni sismici. La storia della regione infatti, ci consente di rilevare un centro sismico nella parte meridionale dell'isola che dette origine a scuotimenti negli anni 1615, 1771, 1835, 1855, mentre nella settentrionale si ebbe un solo terremoto nel giugno del 1870 la cui intensità è da valutarsi sul 5° della scala Mercalli e il cui epicentro macrosismico è da porsi nella regione di Ittireddu. Naturalmente questi dati vengono riportati in base alle notizie di carattere macrosismico in quanto, solo di recente, per iniziativa dell'I.N.G. è stata installata a Cuglieri una stazione sismica, che consentirà di seguire da vicino e con rigore scientifico la storia dell'isola.

Le registrazioni della rete italiana e degli Osservatori del centro Europa si riferiscono solo alla prima scossa; ne segue che il nostro studio sarà limitato solamente ad essa. La raccolta dei dati macrosismici è stata effettuata utilizzando oltre che del servizio macrosismico che fa capo all'I.N.G., anche delle notizie gentilmente fornite per la Corsica dal Bureau Central Séismologique Français nonché da osservazioni direttamente effettuate sul posto dallo scrivente durante il periodo sismico in oggetto.

L'esame delle isosiste tracciate in fig. 1 mostra un andamento piuttosto regolare nella propagazione dell'energia, salvo nella zona di Giave e di Ittireddu ove l'irregolarità può giustificarsi col fatto che detta

regione trovasi nella zona di saldatura tra terreni sedimentari e granitici. Questa considerazione spiega come la scossa sia stata sentita di 4° a Bono, mentre a Florianas e a Sassari, notevolmente più vicine all'epicentro, essa non abbia superato il 3°; queste ultime infatti si trovano su terreni di natura sedimentaria i quali, pur esaltando le sollecitazioni all'ingresso della stratificazione, determinano successivamente un notevole assorbimento di energia per trasformazione in lavoro di attrito. Analogamente facciamo rilevare che Monteggiani, che dista pochi chilometri da Badesi non ha subito danni apprezzabili, essa infatti è situata immediatamente oltre la frattura geologica suddetta. Restano quindi ancora una volta confermate le considerazioni fatte da Sieberg e altri sismologhi, secondo le quali la costituzione del sottosuolo influisce in modo essenziale nella determinazione dei danni provocati da una scossa, e come nella conseguente valutazione delle notizie macrosismiche non si possa prescindere dalla conoscenza geologica della regione.

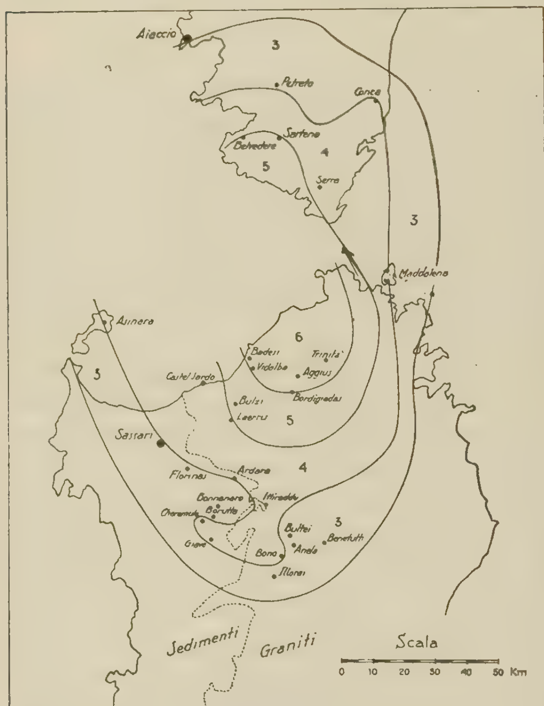


Fig. 1

In base alle registrazioni della stazione di Roma abbiamo ottenuto per la magnitudo 5; questo valore comporta un'energia liberata all'epicentro dell'ordine di 10^{20} erg, e confrontando questo dato con la scala Mercalli si ottiene che all'epicentro la scossa è di 7°. Tenendo conto che, come vedremo, l'epicentro è in mare in prossimità della costa, si ha una conferma delle notizie che pongono la massima intensità al 6°.

Una indagine eseguita sui danni agli edifici ci ha consentito di

stabilire che essi presentano in genere le stesse caratteristiche: distacco di volte da muri di sostegno e gravi lesioni negli spigoli; data la modesta intensità della scossa, riteniamo che essi siano imputabili più che altro alle norme costruttive degli edifici stessi. Abbiamo infatti notato che nelle case danneggiate, tutte di antica costruzione, erano state impiegate malte pochissimo coerenti, e che spesso i muri maestri erano sugli spigoli solamente accostati. Edifici moderni di una certa importanza e costruzioni in mattoni non hanno subito danni apprezzabili. Abbiamo voluto insistere su questo fatto per ribadire quanto è ormai accettato da molti e cioè che il criterio di valutazione dell'entità di una scossa in base ai danni subiti dagli edifici, è quanto mai aleatorio, se non intervengono a suffragarlo dati strumentali obiettivi come la magnitudo, la frequenza e l'ampiezza degli spostamenti del suolo, o almeno un'accurata indagine sulle norme costruttive che si sono seguite.

Data la scarsità del materiale a disposizione non abbiamo potuto eseguire alcuna indagine sulla natura fisica della scossa allo ipocentro, anche perché nelle registrazioni a disposizione, gli inizi sono quanto mai deboli se si escludono le stazioni di Roma e di Puy de Dôme.

Lo studio microsismico del terremoto è stato eseguito utilizzando i sismogrammi di 14 stazioni complessivamente, cioè le uniche che abbiano ottenuto delle registrazioni sufficientemente intense; di queste solo in 8 si riscontra un inizio chiaro ed inequivocabile. Data la esiguità del materiale disponibile, ne segue che i risultati ottenuti dovranno assumersi con cautela, e quindi utilizzabili come eventuale punto di partenza per successivi studi necessari per l'accrescimento della conoscenza della struttura del Tirreno centro-settentrionale, zona finora poco nota sismicamente.

Determinazione dell'epicentro. — In base ai dati macrosismici e all'andamento delle isosiste, abbiamo assunto come epicentro provvisorio quello indicato da Strasburgo e precisamente

$$\varphi_0 = 41°,1\ N \qquad ; \qquad \lambda_0 = 8°,9\ E$$

assegnando provvisoriamente una profondità ipocentrale di 5 Km. Abbiamo quindi eseguito vari tentativi per la determinazione del tempo origine provvisorio utilizzando successivamente le dromocrone calcolate da Caloi (Cansiglio e Appennino), Marcelli-Di Filippo (Gran Sasso), Mohorovicic, Jeffreys; in tutti i casi si è riscontrata una notevole discordanza tra il tempo origine calcolato con le stazioni del Centro

Europa e quello ottenuto dalle stazioni italiane. In particolare per Roma, che sulla componente verticale Wilip presenta un « impetus » si ha una discordanza di 4^s. Detto scarto, che si mantiene anche per la stazione di Prato, (le altre stazioni della rete italiana hanno inizi piuttosto incerti) non potendo essere imputato ad una erronea valutazione del tempo assoluto, può solo essere giustificato o da una velocità apparente diversa delle onde sismiche nelle due direzioni Sardegna-Europa Centrale e Sardegna-Italia, o da una erronea valutazione della posizione dell'epicentro provvisorio.

Onde scartare una delle due ipotesi, abbiamo calcolato la posizione dell'epicentro utilizzando dei dati di tutte le 8 stazioni a disposizione, seguendo il metodo che si vale delle differenze dei tempi di registrazione delle onde trasversali e longitudinali già applicato con successo da Caloi e successivamente da altri sperimentatori. Come è noto, tale metodo prescinde dalla conoscenza della velocità di propagazione e fornisce oltre alle coordinate dell'epicentro, la profondità ipocentrale e il rapporto

$$K = \frac{v_l \, v_t}{v_l - v_t}$$

I calcoli eseguiti per 3 approssimazioni successive hanno fornito:

$$\varphi_o = 41^\circ\, 36',8 \pm 5',9 \quad ; \quad \lambda_o = 8^\circ\, 24',4 \pm 0',5$$

$$h_o = 13 \pm 0,4 \text{ Km} \quad ; \quad K = 9,2 \pm 0,4$$

l'epicentro cadrebbe quindi al largo del golfo di Vallinco (Corsica), in evidente contrasto con l'andamento delle isosiste e quindi con la posizione dell'epicentro macrosismico. Resta quindi confermata l'ipotesi che la velocità di propagazione delle onde è diversa nelle due direzioni considerate; si è deciso quindi di scartare le stazioni Italiane ed eseguire la determinazione dell'epicentro utilizzando delle 6 stazioni dell'Europa Centrale e precisamente Zurigo, Stoccarda, Strasburgo, Basilea, Neuchâtel, Puy de Dôme. Utilizzando del metodo di Caloi-Peronaci che si vale del tempo di registrazione della fase iniziale e dei tempi di tragitto della medesima, e usando delle dromocrone di Mohorovicic si è ottenuto con 2 approssimazioni successive

$$\varphi_o = 41^\circ\, 29',4 \pm 31',8$$

$$\lambda_o = 8^\circ\, 24',2 \pm 10',0$$

$$h_o = 28 \pm 13 \text{ Km}$$

$$H_o = 52^m 20^s,8 \pm 1^s,5.$$

Ad analogo risultato si è giunti anche impiegando le dromocrone calcolate da Marcelli-Di Filippo per il terremoto del Gran Sasso.

$$\varphi_o = 41^o\,29',2 \pm 30'$$
$$\lambda_o = 8^o\,28',2 \pm 8'$$
$$h_o = 20 \pm 10\,\text{Km}$$
$$H_o = 52^m 17^s,8 \pm 1^s,2.$$

In entrambi i casi il risultato è sempre in notevole contrasto con i dati macrosismici, per cui abbiamo ritenuto che le dromocrone usate non rispecchiassero l'effettivo andamento della velocità delle onde sismiche nel tragitto Sardegna-Europa Centrale. Usando allora dei dati relativi all'epicentro macrosismico abbiamo provveduto a calcolare una dromocrona provvisoria delle P_n, utilizzando delle 6 stazioni suddette, si è ottenuto dall'applicazione del metodo dei minimi quadrati l'equazione:

$$t = \frac{\Delta}{7,94 \pm 0,07} + 8,74 \pm 0,7$$

La velocità di propagazione delle *Pn* si aggira quindi per il tragitto in questione sugli 8 km/sec, inferiore a quello trovato per il terremoto del Gran Sasso che è di 8,19 km/sec.

Abbiamo quindi applicato il metodo suaccennato utilizzando delle 2 dromocrone calcolate da Caloi per il Terremoto del Cansiglio ($h_0 = 17$ km) e per quello dell'Appennino tosco-romagnolo ($h_0 = 5$ km ca.) che forniscono per le P_n la velocità di 8,0 e 7,86 km/sec rispettivamente (si tenga presente che la dromocrona per il 2° terremoto fu calcolata utilizzando esclusivamente stazioni dell'Europa Centrale). Il risultato dei calcoli spinto alla terza approssimazione ha fornito:

$$\varphi_0 = 41^o\ 3',6 \pm 5',9$$
$$\lambda_0 = 8^o\,41',4 \pm 0',5$$
$$h_0 = 13 \pm 5\ \text{km}$$
$$H_0 = 52^m\,12^s,5 \pm 0^s,7$$

in ottimo accordo con l'epicentro macrosismico. Naturalmente sarebbe stato del massimo interesse riprocedere alla determinazione con i dati delle stazioni italiane, ma per le ragioni su esposte ciò non è possibile.

Dromocrone e velocità apparenti. — Abbiamo calcolate le dromocrone relative alle varie fasi; lo spoglio dei sismogrammi è riassunto nella seguente tabella:

Stazioni	Distanza	P_n	P^*	S_n		S^*	M
Roma	331 km	$52^m57^s,4$		$53^m31^s,0$			54^m04^s
Firenze Arc.	364			37,8			16,7
Prato	370			41,0			17
Bologna	437			55,0			39,8
Pavia	459			54 00,3			49,5
Salò	526			16,2			55 08
Neuchâtel	673	53 44,5	$54^m01^s,7$	53,0	$55^m04^s,0$	$55^m17^s,0$	56 07,9
Puy de Dôme	689	46,9	04,2	56,5	06,5	20,0	15
Zurigo	700	48,7	06,7	55 00,6	10,9	24,6	20
Basilea	725	51,3		06,2	16,2	30,5	28
Strasburgo	838	54 06,0		31,3	44,0	39,5	57 09,5
Stoccarda	856	08,0	29,5	35,0	50,2	56 06,7	14

Per quanto riguarda le P_n si è potuto calcolare la dromocrona solo per le stazioni del Centro Europa e si è ottenuta l'equazione

$$t = \frac{\Delta}{7{,}84 \pm 0{,}11} + 6{,}5 \pm 0{,}7$$

La velocità delle P_n coincide con il valore ricavato da Caloi per l'Appennino tosco-romagnolo; per quanto riguarda la direzione Sardegna-Italia facciamo solo notare che nella stazione di Roma si riscontra nel tempo di registrazione una differenza di $-3^s{,}5$.

La fase S_n è risultata chiara in tutti i sismogrammi: ne segue che abbiamo potuto calcolare le dromocrone nelle due direzioni suddette ottenendo per le stazioni oltre Alpe

$$t = \frac{\Delta}{4{,}38 \pm 0{,}07} + 7{,}44 \pm 1{,}0$$

e per le italiane

$$t = \frac{\Delta}{4{,}32 \pm 0{,}09} + 1{,}81 \pm 1{,}5$$

Tenuto conto degli errori, possiamo quindi concludere che pur essendo la velocità delle trasversali uguale nelle due direzioni, per le stazioni italiane si riscontra un anticipo di registrazione dell'ordine di 5 sec.

Tale anticipo trova il corrispondente per la longitudinale nella stazione di Roma che, come si è visto, riceve 3,5 sec prima del tempo calcolato.

Una spiegazione di questo fatto potrebbe essere ricercata nel diverso spessore dello strato del granito nelle due direzioni in esame; infatti è accertato che tale strato subisce un graduale assottigliamento quando si passi dall'Europa Centrale all'Italia. Naturalmente a causa dello scarso materiale a disposizione siamo costretti a limitarci a questa considerazione di carattere qualitativo e rimandare ad altra occasione la possibilità di un'indagine di natura quantitativa sulla struttura della crosta nella zona del Tirreno centrale.

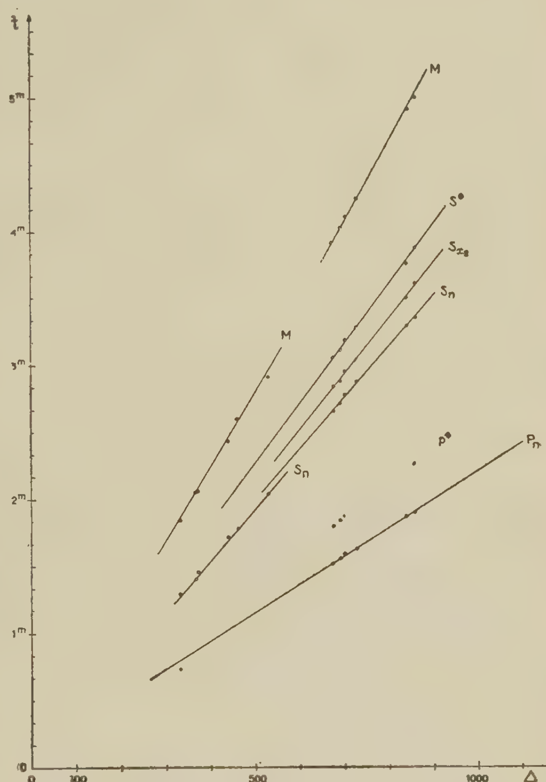


Fig. 2

Le S^* sono state registrate con gran chiarezza solo nelle stazioni del Centro Europa e i calcoli hanno condotto all'equazione

$$t = \frac{\Delta}{3{,}74 \pm 0{,}09} + 4{,}2 \pm 0{,}8$$

Come si osserva nella tabella la longitudinale corrispondente è rilevabile solo in 4 stazioni. La velocità delle S^* coincide con il valore trovato da Gutenberg per la Germania Meridionale e da Jeffreys come media di vari terremoti.

Nello spoglio dei sismogrammi si è riscontrata la presenza di una

fase particolarmente evidente con periodo più ampio delle S_n: la dromocrona calcolata con i tempi di 6 stazioni è

$$t = \frac{\Delta}{4,00 \pm 0,08} + 2,8 \pm 0,7$$

in base al valore della velocità apparente essa quindi risulta vicina a quelle onde già poste in evidenza da Caloi nel terremoto dell'Appennino tosco-romagnolo (4,01) e da Marcelli - Di Filippo in quello del Gran Sasso (4,04).

Passando alle onde della fase massima (*M*) i calcoli ci hanno portato per le stazioni del Centro Europa a

$$t = \frac{\Delta}{2,78} - 5,65$$

mentre per le italiane si è ottenuto

$$t = \frac{\Delta}{3,0} + 2,8$$

Naturalmente trattasi per le ragioni suddette, di valori puramente indicativi; ciò non toglie però che si noti un aumento della velocità di propagazione nei tragitti interessanti il Tirreno Centrale.

Concludendo abbiamo notato un anticipo sui tempi di registrazione delle longitudinali e trasversali nei tragitti interessanti il Tirreno Centrale; tale aumento risulterebbe più o meno costante per tutte le distanze e si aggirerebbe sui 5^s circa per le trasversali; riteniamo di conseguenza che esso possa imputarsi ad una diminuzione dello spessore dello strato del granito nella direzione in questione; tale ipotesi resterebbe suffragata dal valore più elevato della velocità di propagazione delle onde della fase *M* nella stessa direzione, se si tiene presente che l'influenza delle stratificazioni superficiali risulterebbe notevolmente diminuita.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Novembre 1953.

RIASSUNTO

Viene studiato il terremoto Sardo del 13 novembre 1948. Si pone in evidenza un diverso comportamento nella propagazione delle onde elastiche nella direzione Sardegna-Italia rispetto ai tragitti interessanti le stazioni dell'Europa Centrale.

SUMMARY

The Sardinian earthquake of November 13, 1948 has been studied. It is shown that the elastic wave in the direction Sardinia-Italy has a different behavior with respect to the tracings of interest to the stations of Central Europe.

BIBLIOGRAFIA

CALOI P., *Determinazione delle coordinate epicentrali di un terremoto ad origine vicina con i tempi delle onde longitudinali e trasversali dirette.* « La ricerca scientifica », 1941, pag. 431.

CALOI - PERONACI, *Il terremoto del Turkestan.* « Annali di Geofisica », vol. I, n. 2 (1948).

CALOI P., *Tempi di tragitto per terremoti ad origine vicina.* « La ricerca scientifica », 1939, pag. 388.

CALOI P., *Caratteristiche sismiche dell'Appennino tosco-romagnolo.* « La ricerca scientifica », 1940, pag. 218.

DI FILIPPO - MARCELLI, *Dromocrone per terremoti vicini e velocità delle onde nell'Italia Centrale.* « Annali di Geofisica », vol. V, n. 2 (1952).

CALOI P., *Struttura geologico-sismica dell'Europa centro-meridionale ecc...* « Annali di Geofisica », vol. V, n. 4, (1952).

CALOI P., *Attività sismica in Italia nel decennio 1930-1939.* Le Monnier, Firenze, (1942).

VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITÀ IN EUROPA

CARLO MORELLI

Nota 3ª: *Soluzione pratica*

8. *Conclusioni pratiche.* — A seguito di questo esposto nella nota precedente ([7]), la seguente proposta sembra la più razionale per ottenere con una visione sintetica la soluzione del problema in oggetto, con la precisione oggi richiesta di $\pm$ 0,01 mgal:

a) riportare, su un unico grafico e per la longitudine centrale europea $\lambda_0 = 15°$ Est Greenwich, le curve di variazione diurna per differenti latitudini;

b) per latitudini che differiscano da queste più di 2°.5, interpolare graficamente; conviene perciò che le latitudini di riferimento non distino più di 10°, e che l'interpolazione grafica sia fatta, quando occorre, sulle latitudini intermedie equidistanti;

c) per longitudini diverse da $\lambda_0 = 15°$ E. Gr., in un intervallo $\lambda_0 = 15° \pm 60°$ le curve predette sono sempre valide purché i tempi siano intesi in « tempo locale ».

Si ottengono così i seguenti vantaggi:

d) *soluzione grafica*, che consente di seguire direttamente l'andamento del fenomeno in esame;

e) *grafico unico*, per tutte le latitudini comprese fra quelle estreme (del resto ampliabili ad arbitrio);

f) *interpolazione immediata*: difatti, il gravimetrista che operasse a latitudini diverse da quelle già stampate, dovrebbe semplicemente disegnarsi con la matita la curva desiderata, il che è possibile con estrema facilità.

Come esempio, si riportano le curve per il 1° trimestre 1953, calcolate per le latitudini 10° in 10° fra 25° e 65° N: se occorresse conoscere la variazione diurna della gravità a 41° N, basterebbe disegnare per interpolazione la curva corrispondente a 40° N.

In tal guisa, con 3 grafici di questo tipo per ogni mese, calcolati per esempio per le longitudini di 105° W. Gr. (America settentrionale), 15° E. Gr. (Europa), 105° E. Gr. (Asia), si potrebbe conoscere la variazione diurna per qualunque punto dell'emisfero Nord.

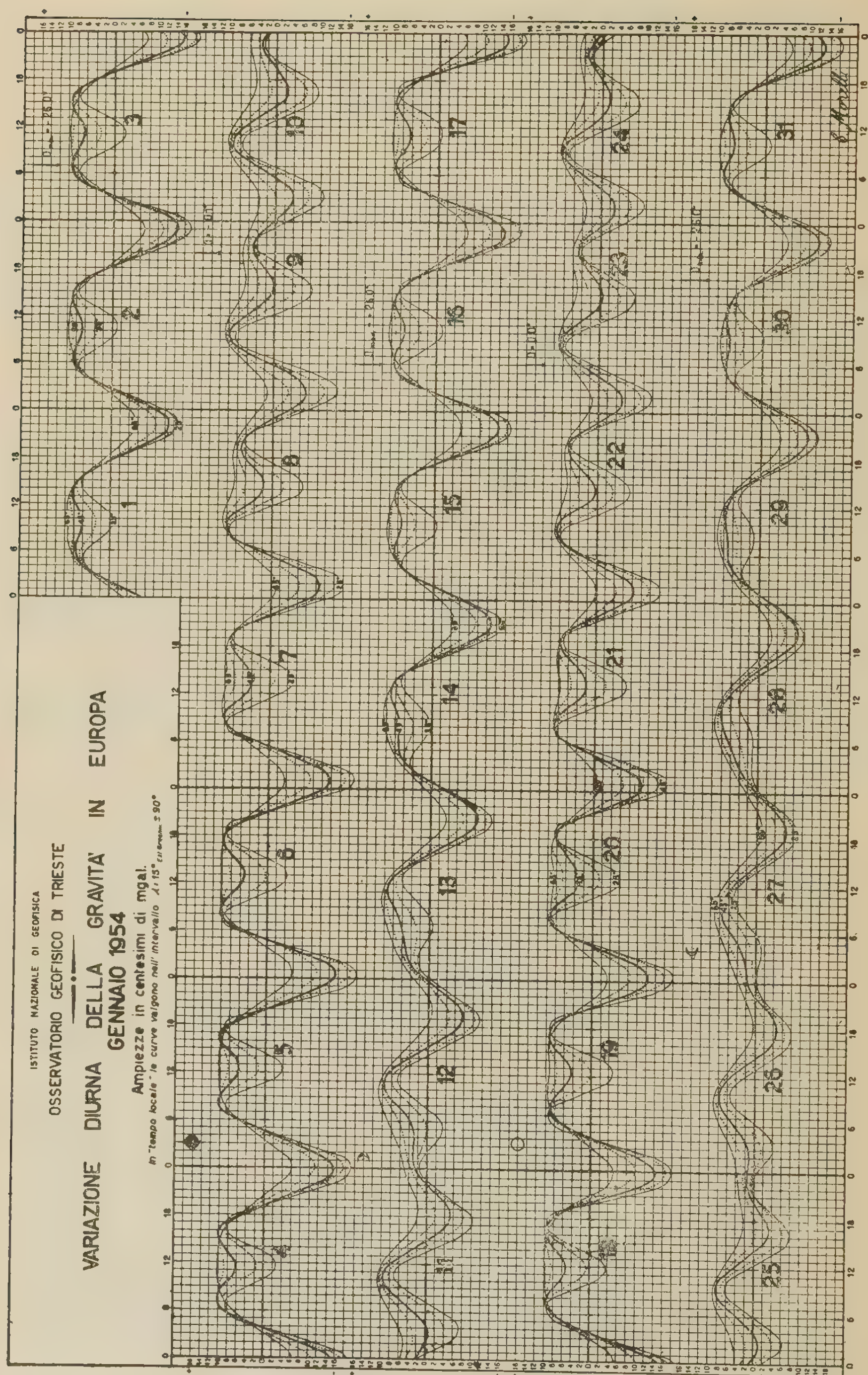

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO DI TRIESTE
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITA' IN EUROPA
GENNAIO 1954
Ampiezze in centesimi di mgal.

Fig. 1

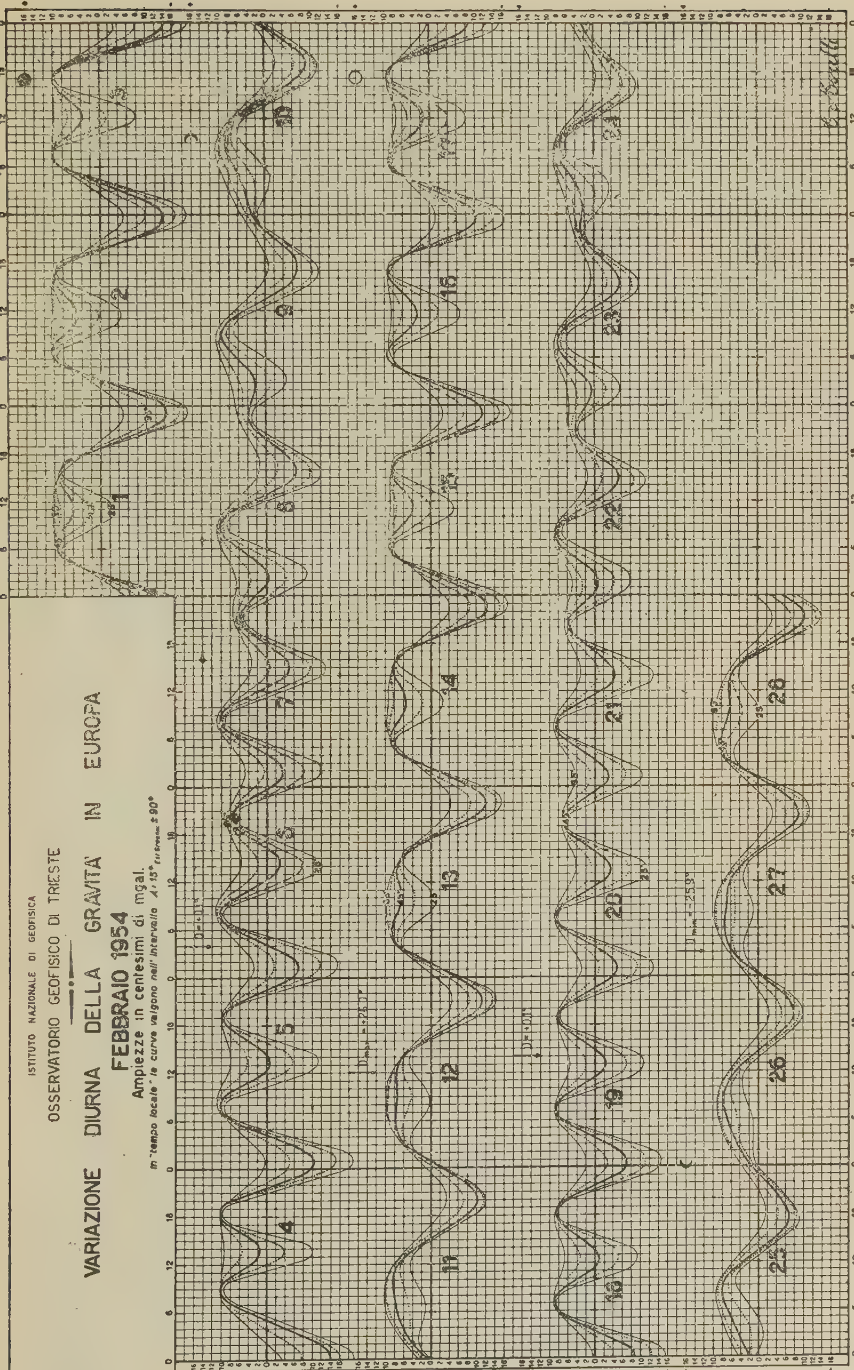

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO DI TRIESTE
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITA' IN EUROPA
FEBBRAIO 1954
Ampiezze in centesimi di mgal.

Fig. 2

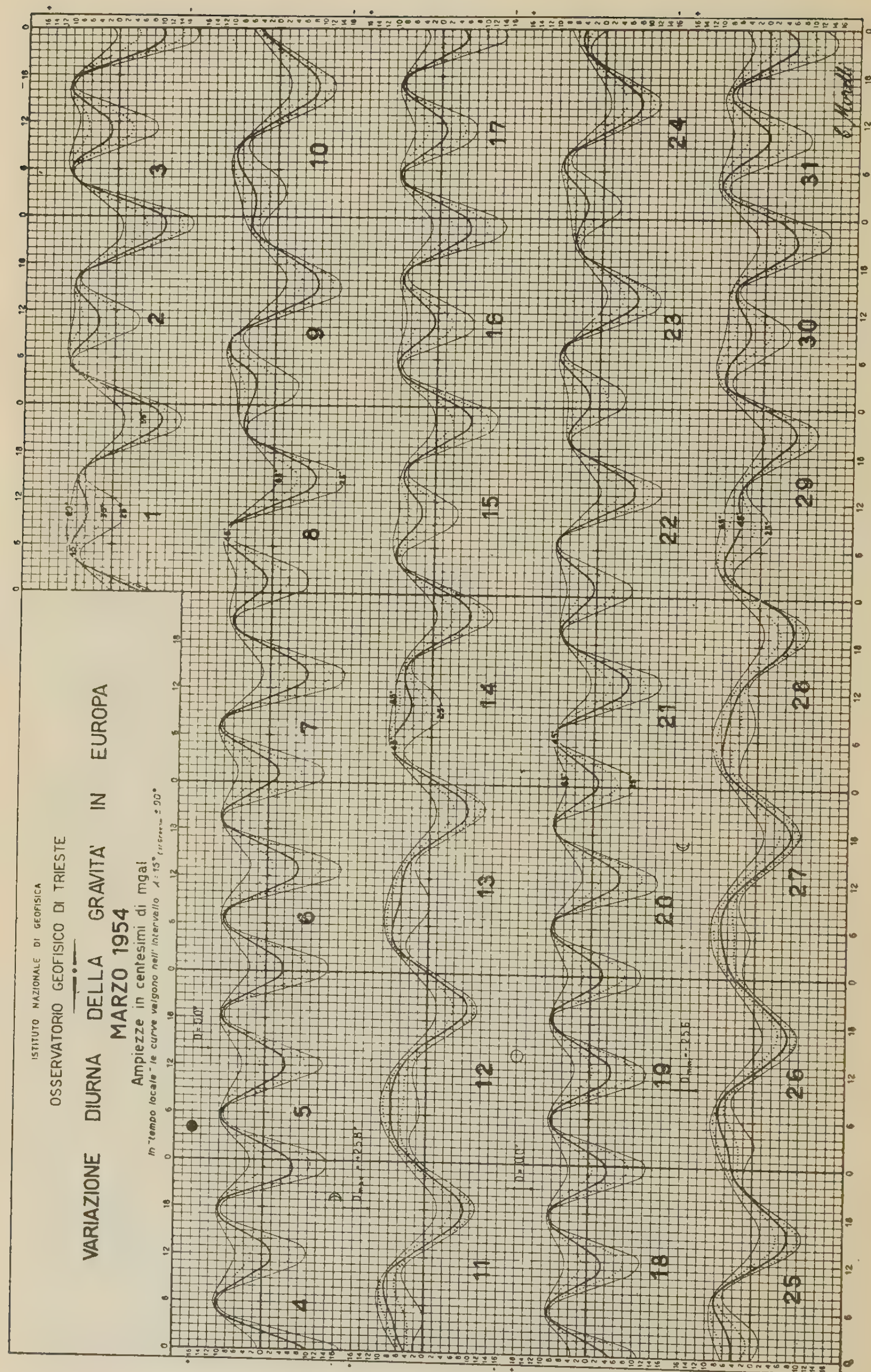

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA
OSSERVATORIO GEOFISICO DI TRIESTE
VARIAZIONE DIURNA DELLA GRAVITA' IN EUROPA
MARZO 1954
Ampiezze in centesimi di mgal

Fig. 3

Per saggiare la praticità del metodo e la preferenza fra questo o il metodo tabellare, seguito dai Colleghi francesi, la European Association of Exploration Geophysicists ha proposto (nel Congresso di Milano, dicembre 1953) un referendum: esso verrà pubblicato su « *Geophysical Exploration* », con i grafici per gli altri mesi del 1954.

Istituto Nazionale di Geofisica — Osserv. di Trieste — Dicembre 1953.

RIASSUNTO

Per ottenere in un solo quadro la variazione diurna della gravità per l'Europa, esatta a $\pm$ 0,01 mgal, essa è stata calcolata per la longitudine centrale $\lambda_0 = 15^0$ Est Gr. e per le latitudini di 25°, 35°, 45°, 55° e 65° N. Riportate queste curve graficamente, è allora possibile ottenere direttamente per interpolazione grafica la curva desiderata, per una qualunque latitudine intermedia. Per longitudini diverse, nell'intervallo $\lambda_0 \pm 60^0$ le curve restano valide purché il tempo sia quello « locale ». Sono allegate le curve per il 1° trimestre 1954.

SUMMARY

In order to obtain in an unique map the diurnal variation of Gravity for Europe, with accuracy $\pm$ 0.01 mgal, it has been calculated for the central longitude $\lambda_0 = 15^0$ E. Gr. and for the latitudes 25°, 35°, 45°, 55°, 65° N. When the curves are grafically plotted, it becomes possible to obtain directly by graphical interpolation the desired curve for every latitude between those. For different longitudes, the curves are worth in the interval $\lambda_0 \pm 60^0$ if the time is the «local» one. Graphs for January-March 1954 are enclosed.

BIBLIOGRAFIA

(7) MORELLI C.: *Variazione diurna della gravità in Europa*. Nota 2ª: *Fondamenti teorici.* Annali di Geofisica, VI, 2, Roma 1953.

Direttore: Prof. ENRICO MEDI

Prof. PIETRO CALOI - *Responsabile*

Istituto Grafico Tiberino - Via Gaeta, 14 - Roma (Officine Grafiche, Tivoli)

